

第 3 章

シュリーレン法による絶縁性液体中のEHD現象の可視化

3.1 序論

EHD効果を利用して、これまでに一連のEHD流体ポンピング制御⁽³⁰⁻³⁹⁾といった現象の研究を行ってきた。これらの現象を発生させるためには、電界の大きさが、時間的に変化すると同時に空間的な変化が、移動するような形態が必要であり重要である。このような電界を「交流不平等進行波電界」⁽⁴⁰⁾という。この進行波電界を最も簡単に作るには、図2.1のような同一平面上に、一定の間隔で並べた平行円筒電極列を用いる。

そこで、本章では、シュリーレン法により絶縁性液体中のEHD現象の可視化を試みた。第2章でとりあげたようにEHD液体ポンピング現象の理論では、いくつかの大胆な仮定により結論的には、液体の流れはないものとして解析している。しかしながら、通常、局部的には流れは存在すると考えられる。そこで、その液体の流れを観察するためにシュリーレン像を可視化して調べてみた。その結果、シュリーレン像が液体の流れを現しているかどうかは現在のところ測定器の関係上、確認はされていないが、可視化したシュリーレン影像の基本パターンは、進行波電界の基本的な形状および伝搬速度等の特性と非常によく一致していることが判った。

3.2 実験装置

3.2.1 シュリーレン実験装置の概略

シュリーレン法とは、液体や気体などの流体の流れを可視化するための光学的手法の1つである。原理は流体中での温度変化などで生じた屈折率や密度の変化が影像の光度変化として観測され撮影が可能となることである^(13, 41)。今回の実験のシュリーレン法によるEHD現象の可視化が可能となったのは、1つの考え方としては、電界の大きさによって液体（灯油）中の誘電率が変化する⁽⁴²⁾、そのため屈折率が変わるためだと考えられる^(43, 44)。今回、実験に使用したシュリーレン装置の概略を、図3.1に示す。

ここで、凹面鏡 C_1 および C_2 は有効径300mmで焦点距離は、それぞれ3,065mm, 2,935mmである。また、光源部Aの理化学用水銀灯起動装置には（株）東芝製のSHLS-1002B型を使用している。

3.2.2 EHD現象の観測用EHDポンピング素子

実際に使用した観測用EHDポンピング素子は、第2章のEHD液体ポンピング制御で使用したものとほぼ同等であり、図2.1に示した外側の塩化ビニルをはずしたものである。また、第2章で述べたEHDポンピング素子を図3.2(a), (b)のように設置方向を縦方向に接続しても垂直変位の特性に影響はない（第2章参照）。したがって、この観測用EHDポンピング素子を図3.3に示すように、厚さ10mmの亚克力板で作成した容器内へ縦方向に向けて挿入している。ここで、観測用EHDポンピング素子の構造は、外径10mmの亚克力U字管を使用し、それに、外径1.94mmのテフロン被覆電線（心線径1mm）を3本、ヘリカル状に密着巻きにしている。その一端に3相低周波電源を接続し他端は開放されている。

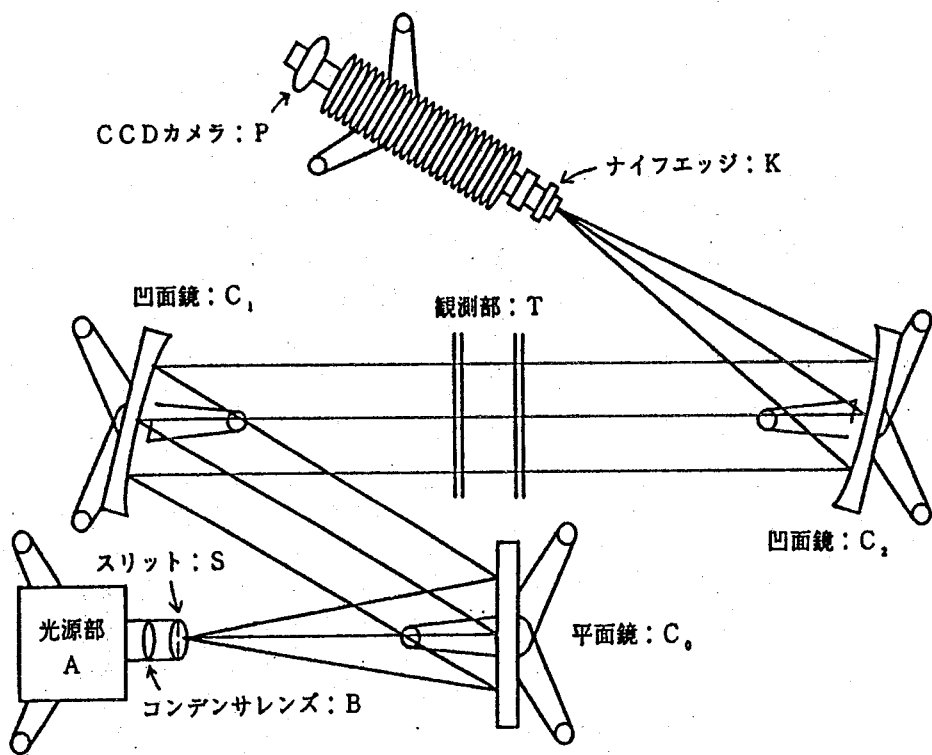
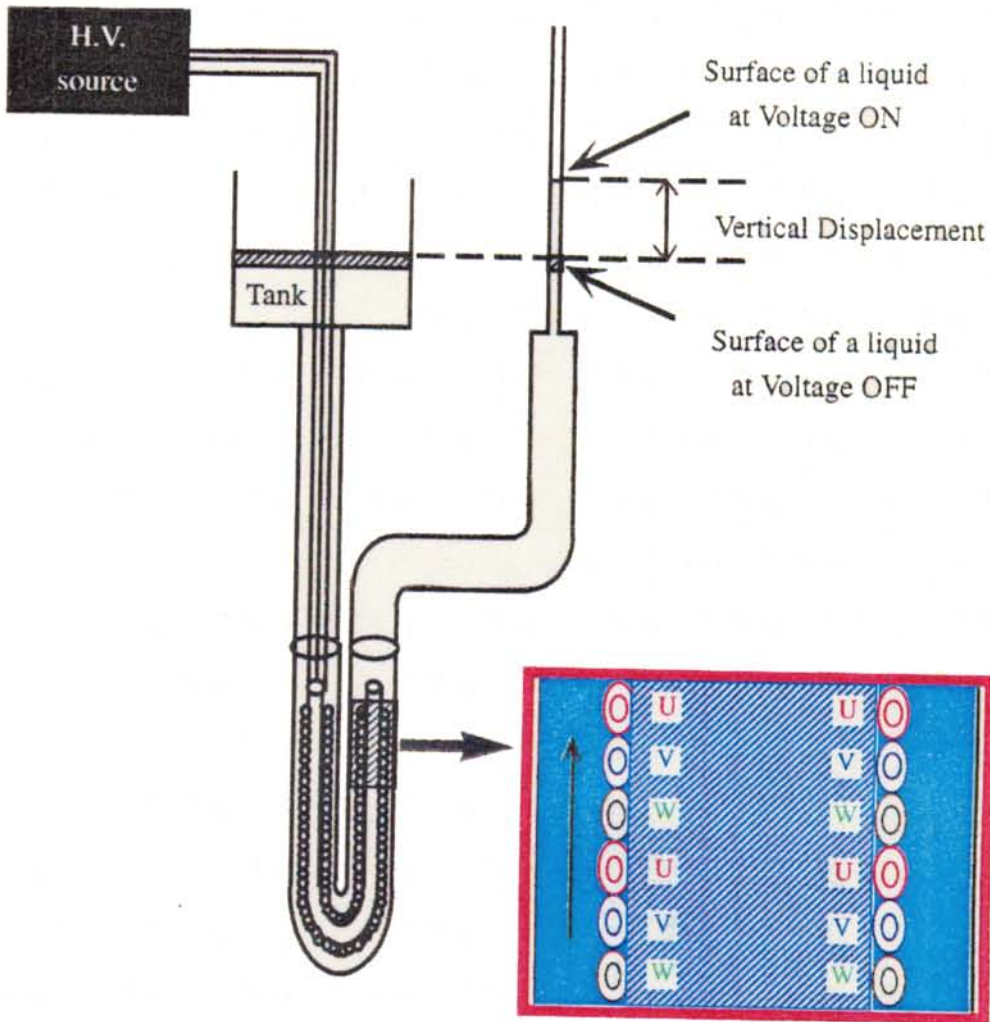
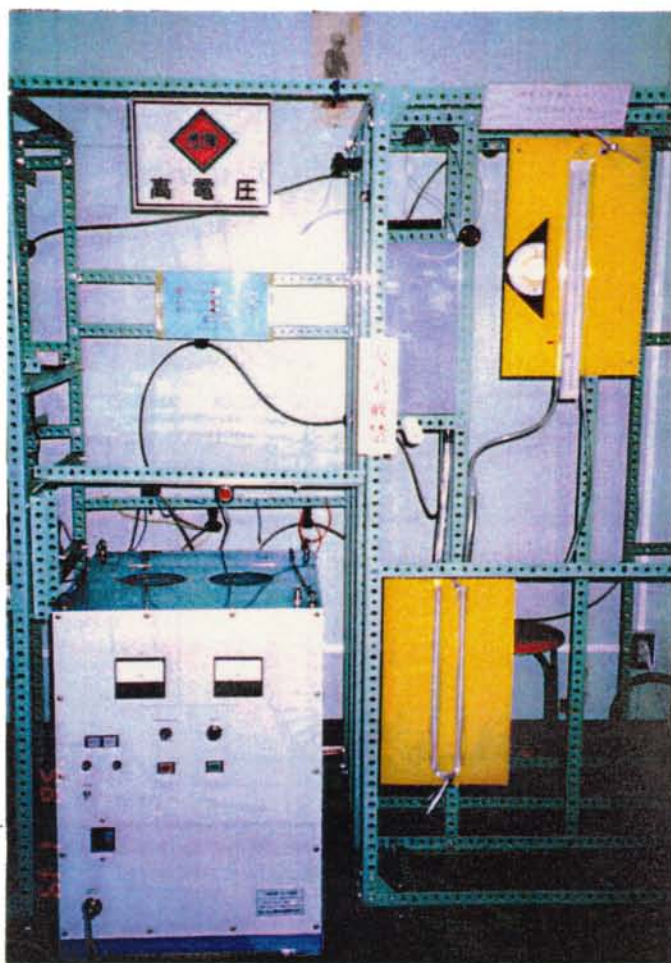


図3.1 シュリーレン装置の概略



(a) 概略

図 3.2 EHD液体ポンピング装置の概略
(縦方向：EHDポンピング素子)



(b) 写真

図 3.2 EHD液体ポンピング装置の概略
(縦方向：EHDポンピング素子)

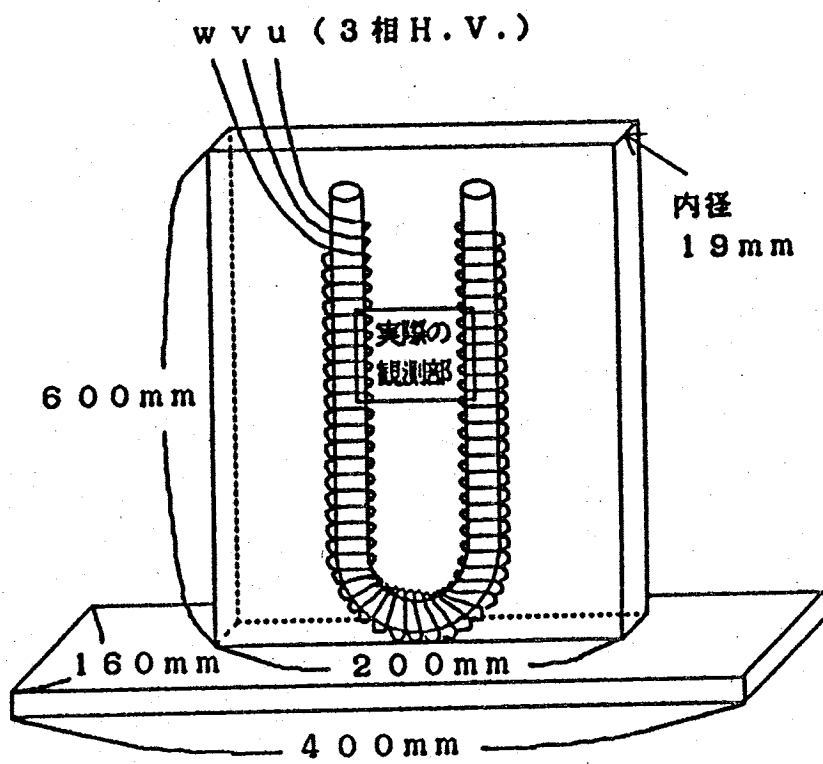


図 3.3 観測用EHDポンピング素子

3.3 実験方法および実験結果

3.3.1 EHD現象の基本パターンの代表的なシュリーレン画像

図3.1の観測部Tに、図3.3の観測用EHDポンピング素子を設置する。実際には、CCDカメラPの性能上、図3.3の観測用EHDポンピング素子の1部分（縦35mm、横40mm程度）の範囲しか観測できなかった。周波数 f は4Hz～60Hzまで1Hzごとに上昇させて、電源電圧の相電圧波高値 V は、2kV～5kVまでについて、シュリーレン影像を観測し8ミリビデオカメラで撮影した。この代表的なシュリーレン影像を図3.4に示す。このときの条件は、相電圧の波高値 $V=2.5$ kV、周波数 $f=4$ Hzである。この図3.4からわかるように、図3.5に示されている電極3個分で1かたまりの、すなわち、1組のU,V,W相でのかまぼこ状の電界パターンが5, 6個右側に見える。このかまぼこ状のパターンが進行波の基本パターンと一致しており、進行波電界と同方向に移動することが観測された。また、中央部の黒い棒状のものは加熱用のヒーターである。このとき加熱用のヒーターは、4W程度で加熱している。なお、ヒーターの加熱なしでもこのようなパターンは観測できたが、長時間は観測できなかった。また、周波数が低く進行波電界の移動速度が遅い時には、図3.4のようにはっきりとパターンが見えるが、周波数が大きくなるにしたがって、シュリーレン画像よりもシャドウ画像の方が見やすかったので、以下、シャドウ画像の例を示す。その代表的影像が図3.6である。右側のかまぼこ状の基本パターンを強調し画像処理したものを右側にカラーで示している。図3.7(a)は無電圧状態の画像である。このときには、加熱はしていない。また、図3.7(b)～(d)は、それぞれ周波数 $f=4$ Hz, 7Hz, 10Hzの代表的な画像である。周波数が高くなるにしたがって、基本パターンの形状が多少変形（下方向に引きつられ状態）している様子が判る。そのビデオ画像より図3.5のような基本

モデルのパターンが相順と同方向へ移動することが確認された。この実験結果が、確認された当初は、液体自身の流れと思われた。しかし、これを流れのパターンとみなすと、20数Hz以上でも速度を増して流れていることになる。これは、図2.4(a)および図2.5(a)とは異なる結果である。すなわち、 $V=2.5\text{kV}$ 、 $f=20\text{Hz}$ では、変位が零となっており、液体の静止平衡で巨視的な速度も零になっているはずである。そこで、進行波電界それ自体が見えている可能性もあるので、これを調べて見ることを検討した。

3.3.2 進行波電界の伝搬速度特性

いま、見えている基本パターンの各周波数における速度をビデオ画像のコマ送り再生をすることにより測定すると、図3.8のようになった。この図3.8の V_0 は進行波電界の伝搬速度である。式は、次のようになる。

$$V_0 = \omega / k \quad [\text{m/s}]$$

ここで、

$$\text{角周波数} \quad : \quad \omega = 2\pi f \quad [\text{rad/s}]$$

$$\text{波数} \quad : \quad k = 2\pi / 3p \quad [\text{rad/m}]$$

$$\text{電極間ピッチ} \quad : \quad p = 1.94 \quad [\text{mm}]$$

である。

したがって、 $V_0=3pf$ となり、この速度は電極間ピッチ p と周波数 f に比例し、相電圧の波高値 V には依存しないことが判る。また、図3.8の実験結果からもわかるように、シュリーレン法によるビデオ画像からの実験結果と非常によく一致していることも判る。

3.3.3 進行波電界の基本パターンの形状特性

(a) 基本パターンの長さ（かまぼこ状の長さ）

次に、図3.5で示されるかまぼこ状の長さ、すなわち電極3個分の長さ L の特性について、各相電圧の波高値 V ごとに測定した結果を図3.9に示す。ここで、 L_0 は、電極間ピッチ p の3倍である。すなわち、 $p = 1.94\text{mm}$ （実測値）なので、 $L_0 = 5.82\text{mm}$ のラインである。これは、印加電圧 V も周波数 f にも依存性はなく、電極間ピッチ p の3倍の長さで、かまぼこ状のパターンが移動することが判った。

(b) 基本パターンの幅（かまぼこ状の幅）

次に、図3.5で示されるかまぼこ状の幅 W を、各相電圧の波高値 V ごとに測定した結果を図3.10に示す。この結果より、印加電圧 V には無関係で、周波数 f が大きくなればなるほど、この幅 W は減少する傾向にあることが判った。

以上、3.3.2、3.3.3節で判明した実験事実は、進行波電界の特徴であり、観測されたシュリーレン影像是、進行波電界のパターンである可能性を立証するものと考えられる。

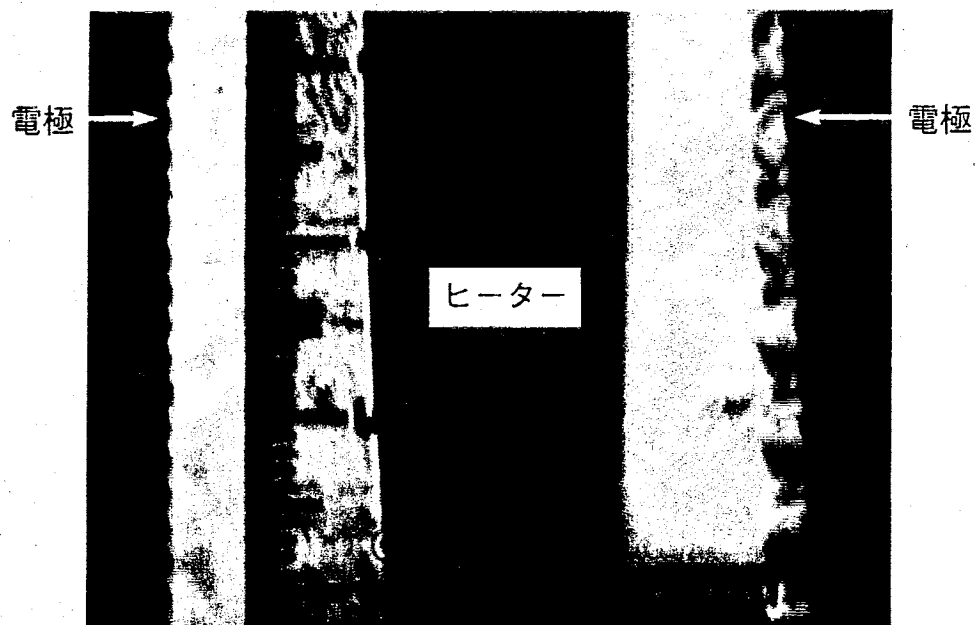


図 3 . 4 シュリーレン画像
($V = 2.5 \text{ kV}$, $f = 4 \text{ Hz}$)

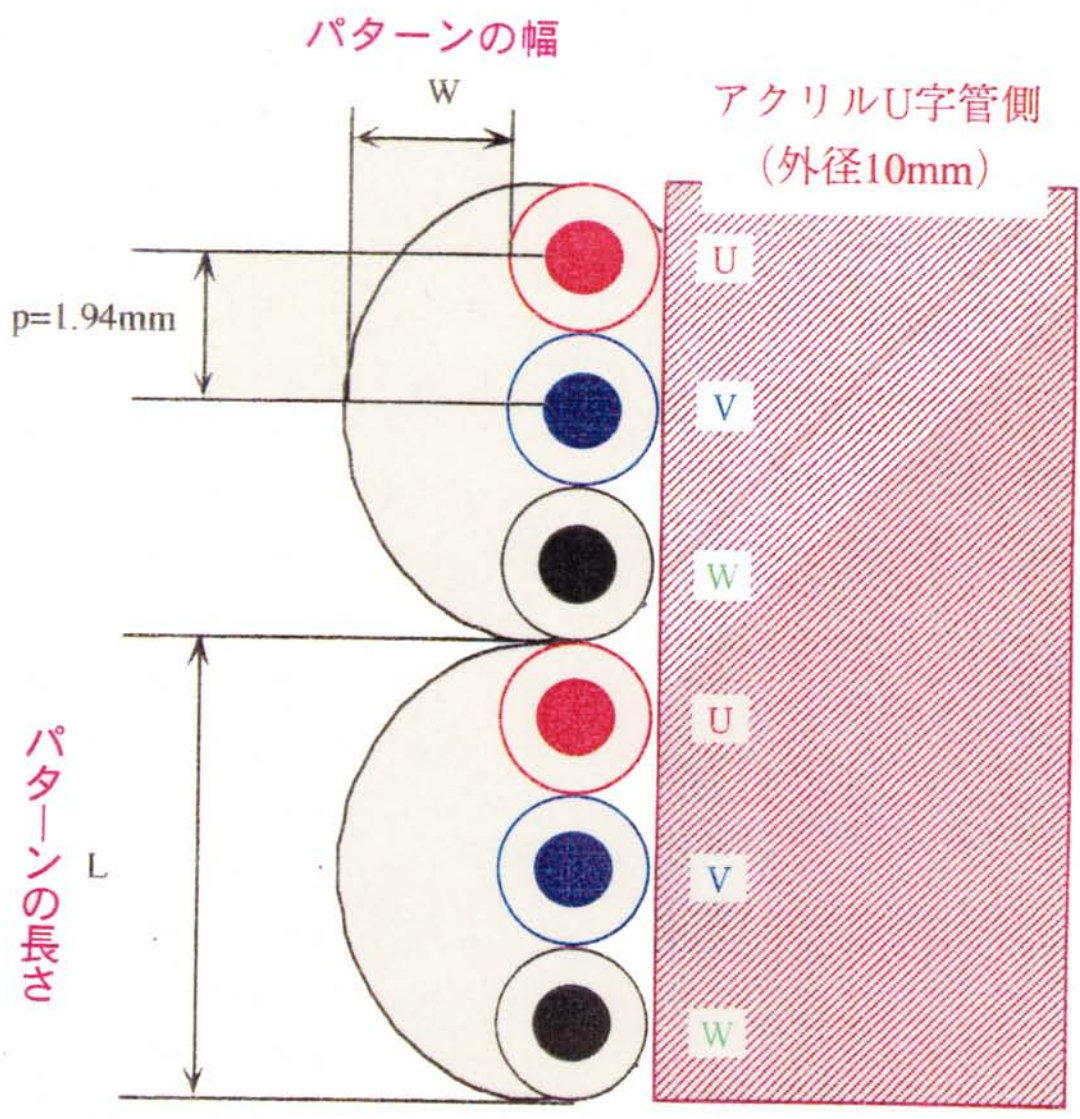


図 3.5 EHD現象の基本パターン

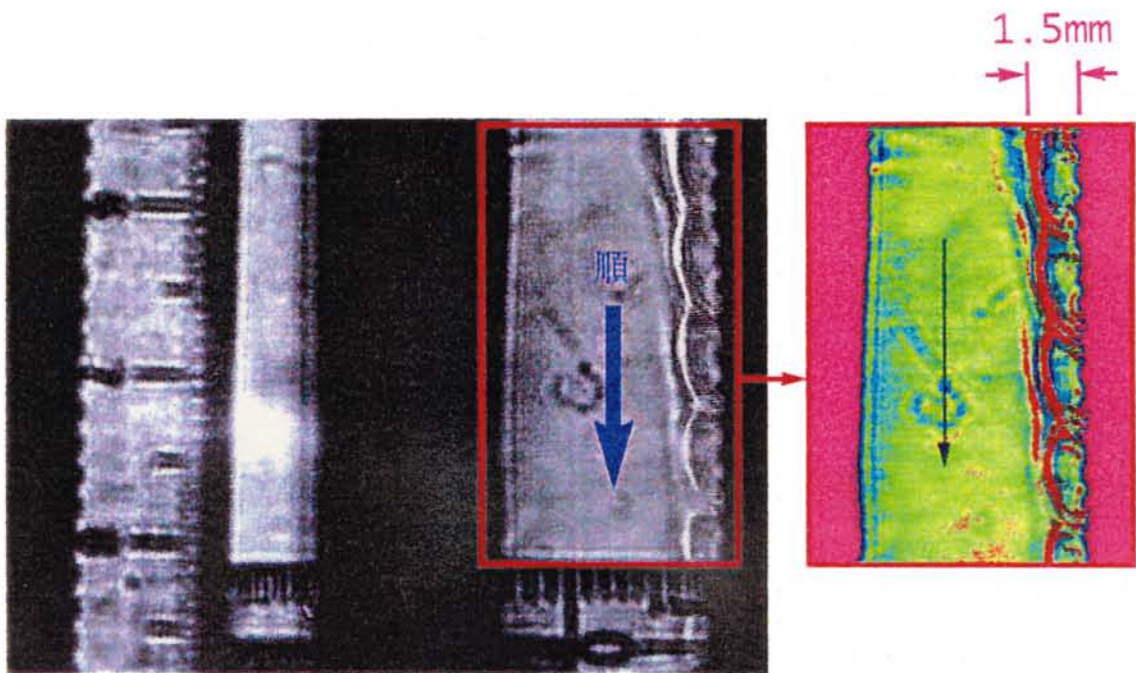


図 3.6 シャドウ画像
($V = 2.5 \text{ kV}$, $f = 7 \text{ Hz}$)

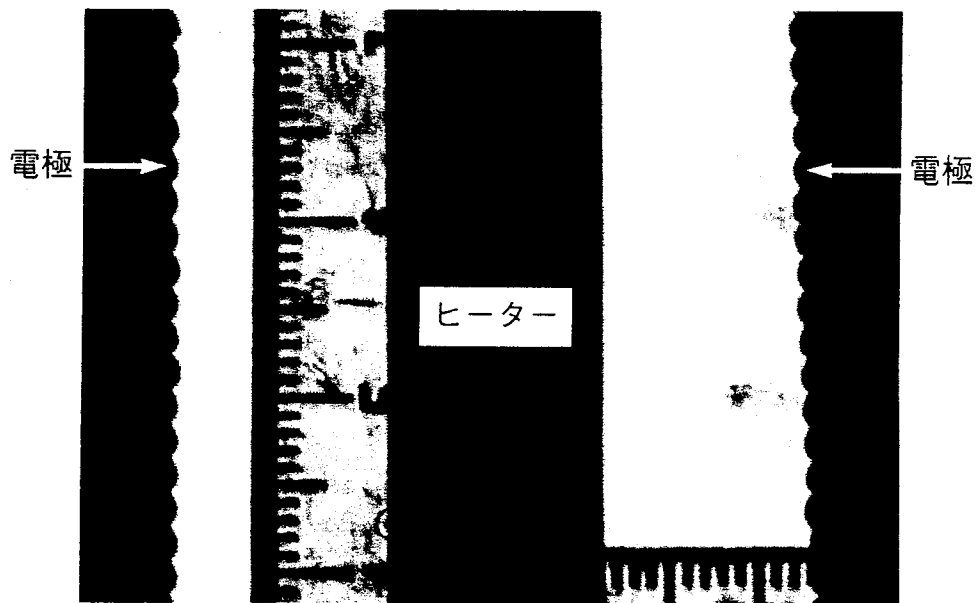


図 3.7 (a) 無電圧

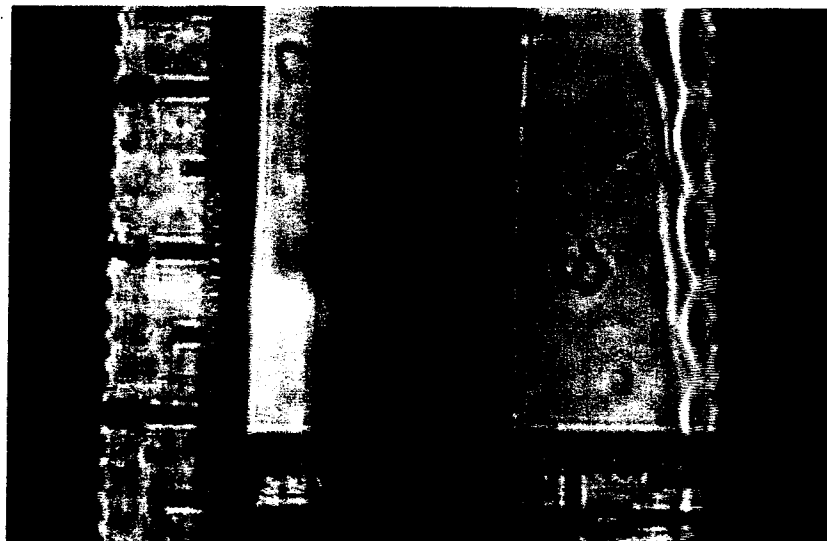


図 3.7 (b) $V = 2.5 \text{ kV}$, $f = 4 \text{ Hz}$

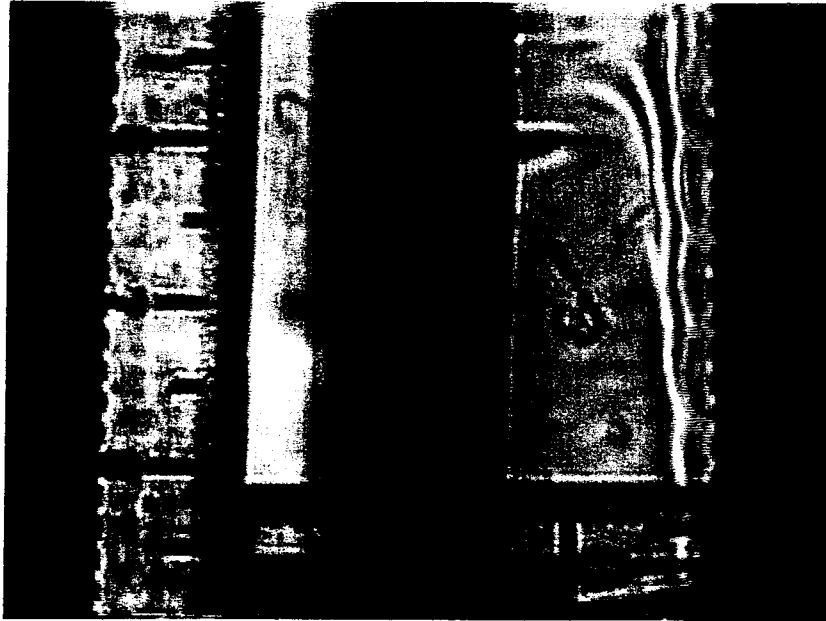


图 3.7 (c) $V = 4 \text{ kV}$, $f = 7 \text{ Hz}$



图 3.7 (d) $V = 5 \text{ kV}$, $f = 10 \text{ Hz}$

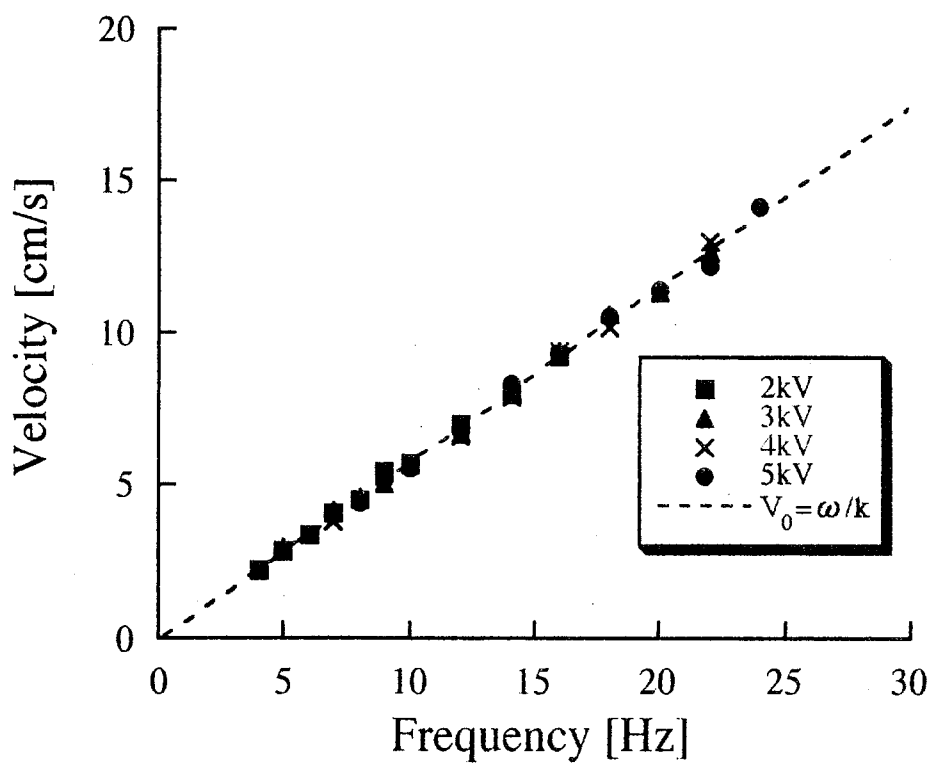


図 3.8 進行波電界の速度特性

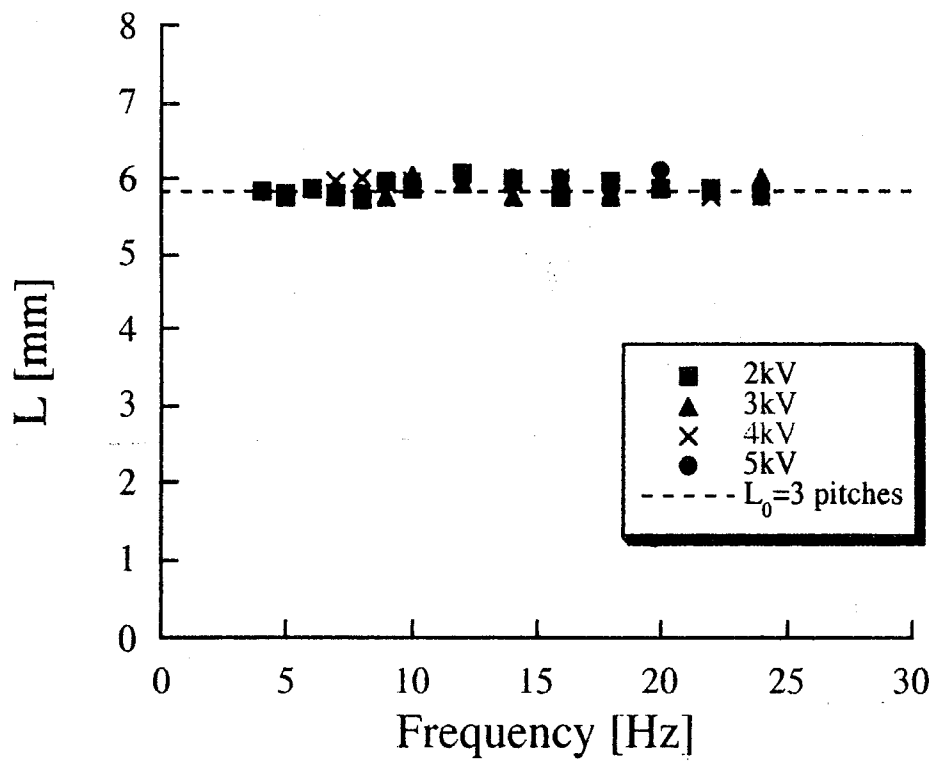


図 3.9 進行波電界の基本パターン長さ L の特性

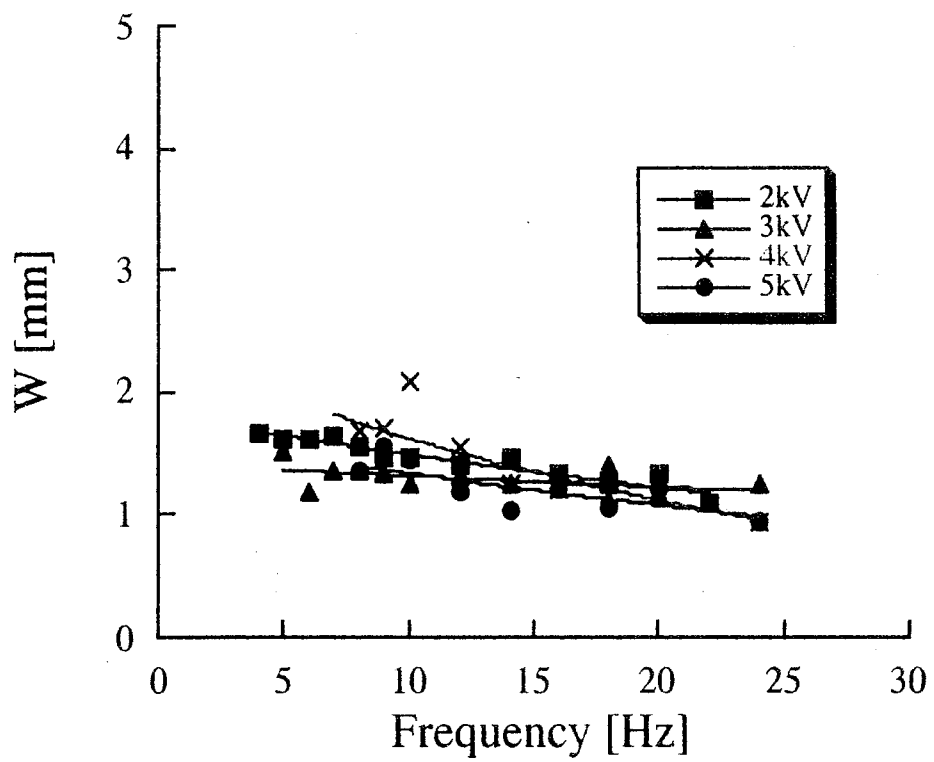


図 3.10 進行波電界の基本パターン厚さWの特性

3.4 代用電荷法による進行波電界の近似計算および検討

代用電荷法による進行波電界の詳細な検討は増田氏らによって行われている⁽⁴⁵⁾。それにより3相の電極に2つずつ合計6本の線電荷を用いて進行波電界を近似計算させると、図3.4のような基本パターンが表れてくる。したがって、この基本モデルが進行波電界の基本パターンであることが判った。以下、線電荷による進行波電位分布および進行波電界分布について述べる。

3.4.1 線電荷による進行波電位の計算⁽⁴⁶⁾

進行波電界は基本的には、図2.1に示されるように同一平面上に一定の間隔で平行に配列された円筒電極列のそれぞれを2つおきに接続して3組に分割し、これらを3相交流電源に接続した場合に形成される電界である。この進行波電界の電位を近似する最も簡単な方法としては、図3.11(a)に示すように、各円筒電極の中心にそれぞれ円筒電位と同じ位相で交番する電荷密度を持った1本ずつの代用線電荷を配置することである。すなわち、図3.11(a)のy-軸上の各点に次のような代用電荷を配置する。

座標点 $(0, 3np)$ には、 $q \cdot \cos \omega t$

座標点 $(0, (3n+1)p)$ には、 $q \cdot \cos (\omega t - 2/3\pi)$

座標点 $(0, (3n-1)p)$ には、 $q \cdot \cos (\omega t + 2/3\pi)$

これらの代用電荷による空間電位の式は等角写像により次のようになる。

$$\begin{aligned}
 V(x, y, t) = & -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \cos(\omega t) \cdot \ln \left(\cosh \left(\frac{2\pi}{3p}x - \cos \left(\frac{2\pi}{3p}y \right) \right) \right) \\
 & -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \cdot \ln \left(\cosh \left(\frac{2\pi}{3p}x - \cos \left(\frac{2\pi}{3p}y - \frac{2\pi}{3} \right) \right) \right) \\
 & -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \cos \left(\omega t + \frac{2\pi}{3} \right) \cdot \ln \left(\cosh \left(\frac{2\pi}{3p}x - \cos \left(\frac{2\pi}{3p}y + \frac{2\pi}{3} \right) \right) \right)
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

各電極間に印加される3相交流電圧の位相関係は、時間軸について種々の対称性がある。また、電極群は幾何学的に完全に対称性と周期性を持っている。進行波電界の実用的な計算においては、(3.1)式の1線電荷近似では精度が悪いので、増田氏らは、この考えを発展させて、図3.11(b)内に示すように、それぞれ2本の代用線電荷を各電極内にy軸上、かつ電極中心に対して距離 R_0 の対称の位置に配置し、それぞれの電極電位に対して正負等量の位相差 $\pm P_H \cdot \pi/60$ を持たせることによって近似精度を高めている。すなわち、電極中心より電界の進行方向側にある代用電荷は電極電位より位相を進ませ、電界の進行方向とは逆の側にある代用電荷は電極電位より位相を遅らせるという方法である。この場合、電位分布の近似式は次のように表される。

$$\begin{aligned}
V(x, y, t) = & -\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\cosh\left(\frac{2\pi}{3p}x\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{3p}(y + R_0)\right) \right) \\
& -\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\cosh\left(\frac{2\pi}{3p}x\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{3p}(y - R_0)\right) \right) \\
& -\frac{q_3}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\cosh\left(\frac{2\pi}{3p}x\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{3p}(y + R_0) - \frac{2}{3}\pi\right) \right) \\
& -\frac{q_4}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\cosh\left(\frac{2\pi}{3p}x\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{3p}(y - R_0) - \frac{2}{3}\pi\right) \right) \\
& -\frac{q_5}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\cosh\left(\frac{2\pi}{3p}x\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{3p}(y + R_0) + \frac{2}{3}\pi\right) \right) \\
& -\frac{q_6}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\cosh\left(\frac{2\pi}{3p}x\right) - \cos\left(\frac{2\pi}{3p}(y - R_0) + \frac{2}{3}\pi\right) \right) \quad (3.2)
\end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{aligned}
q_1 &= 4\pi\epsilon_0 \cdot A_m \cdot \cos(\omega t + P_H \cdot \pi/60) \\
q_2 &= 4\pi\epsilon_0 \cdot A_m \cdot \cos(\omega t - P_H \cdot \pi/60) \\
q_3 &= 4\pi\epsilon_0 \cdot A_m \cdot \cos(\omega t + P_H \cdot \pi/60 - 2\pi/3) \\
q_4 &= 4\pi\epsilon_0 \cdot A_m \cdot \cos(\omega t - P_H \cdot \pi/60 - 2\pi/3) \\
q_5 &= 4\pi\epsilon_0 \cdot A_m \cdot \cos(\omega t + P_H \cdot \pi/60 + 2\pi/3) \\
q_6 &= 4\pi\epsilon_0 \cdot A_m \cdot \cos(\omega t - P_H \cdot \pi/60 + 2\pi/3)
\end{aligned}$$

与えられた各電極の電位と (3.2) 式で計算された各電極電位との実際の電極表面電位との差が最も小さくなるように, R_0 , A_m , P_H を決定する. 図 3.11 (b) に増田氏らによって計算された R_0 , A_m , P_H の各最適値と電極パターンをあらわす b/d との関係を示す.

本研究で使用した EHD ポンピング素子の電極構成を平面的な円筒電極列とみなし, かつて被覆電線も純粋な導体に置き換えて, 電位分布パターンを計算してみる.

そこで、実際に用いた電極条件とその電極条件に対する R_0 , A_m , P_H の値を、図 3.11 (b) から読みとると次のようになる。

電極表面間	: $b = 0.94$	[mm]
電極直径	: $d = 1.0$	[mm]
電極間ピッチ	: $p = 1.94$	[mm]
電極半径	: $R = d/2$	[mm]
波数	: $k = 2\pi/3p$	[rad/m]
電極中心からの距離	: $R_0 = 0.295$	[mm]
定数	: $A_m = 0.305$	
定数	: $P_H = 13.42$	

このような条件のもとに、(3.2) 式の進行波電界の電位分布を計算した結果、図 3.12 のようになった。この図 3.12 の (a) ~ (i) では、 $\omega t = 0 \sim 2\pi$ まで $\pi/4$ rad ごとに、9つのパターンに分けて計算している。また、この計算には、Mathematica Ver.3.0を使用した。

3.4.2 線電荷による進行波電界の計算⁽⁴⁴⁾

次に、同様な条件のもとに (3.2) 式の進行波電界の電界分布を計算した結果、図 3.13 のようになった。この図 3.13 の (a) ~ (i) では、 $\omega t = 0 \sim 2\pi$ まで $\pi/4$ rad ごとに、9つのパターンに分けて計算している。また、この計算には、Mathematica Ver.3.0を使用した。

この結果、進行波電界のパターンが、かまぼこ状になっていることが判る。また、図 3.4, 図 3.6 および図 3.7 で示した実験画像のパターンにも一致していることが判った。

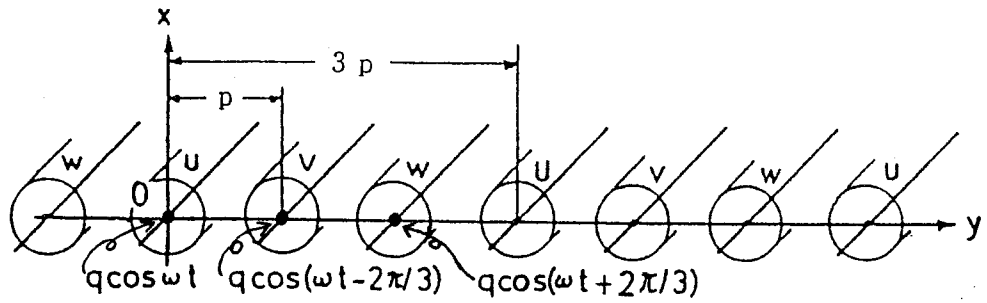


図 3.11 (a) 1本の線電荷

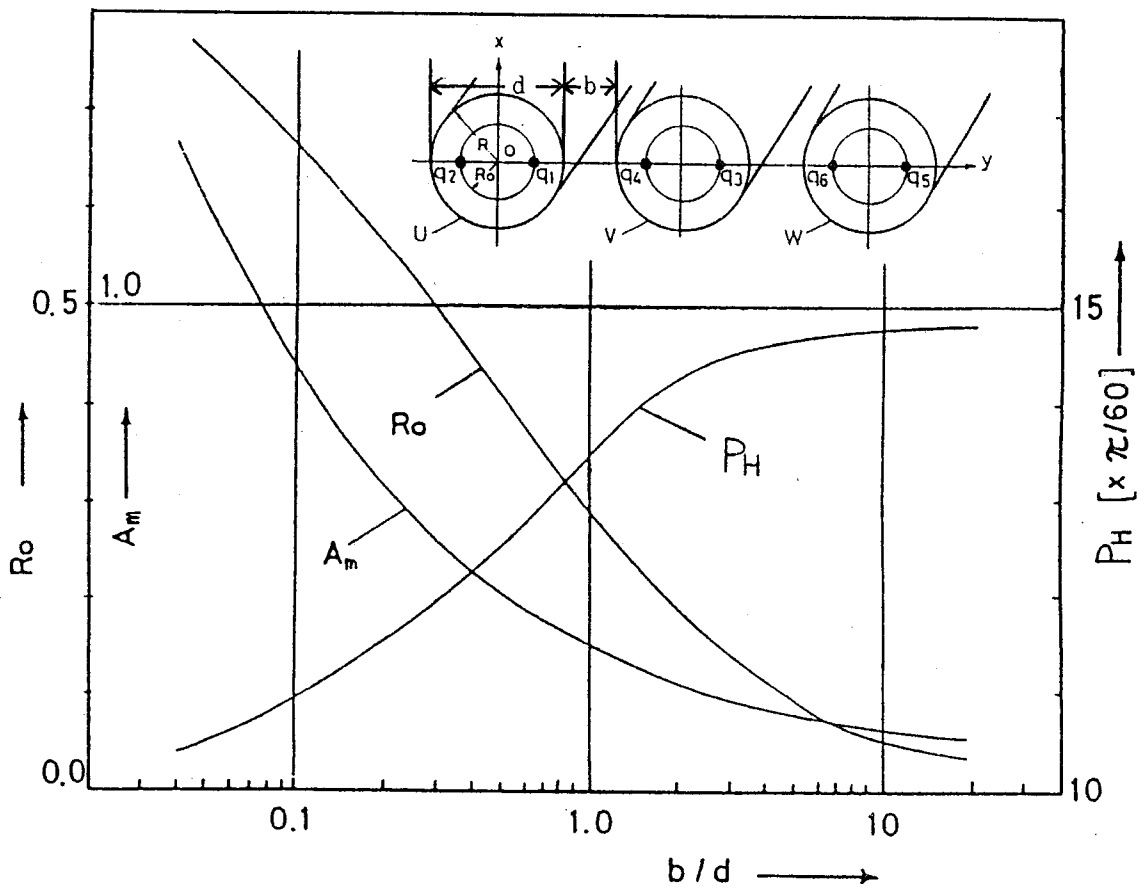


図 3.11 (b) R_o , A_m , P_H の最適値と b/d の関係 (4.5, 4.6)

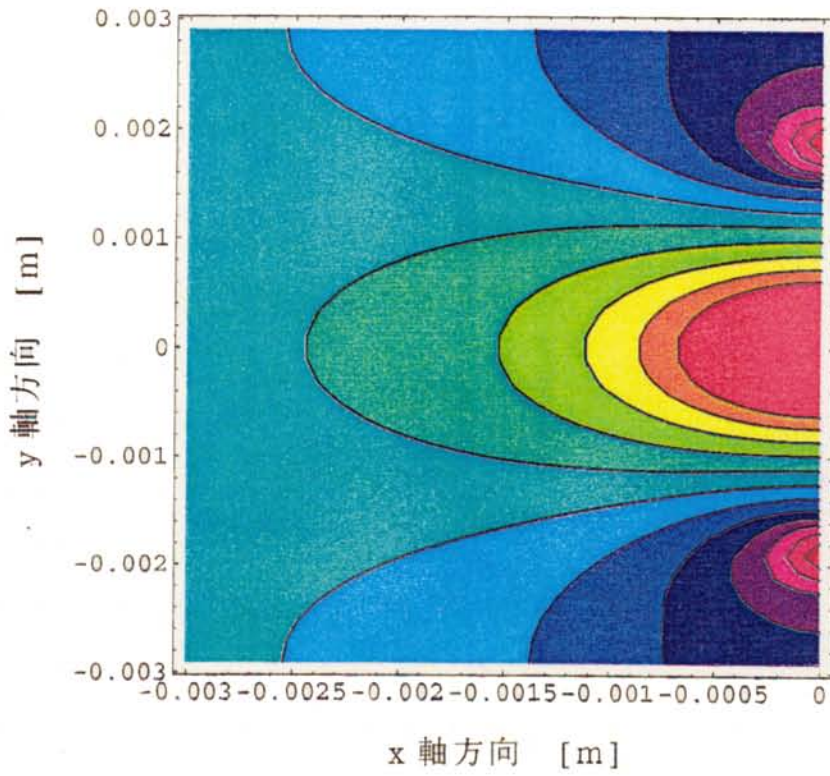


図 3.12 (a) 電位分布 ($\omega t = 0$)

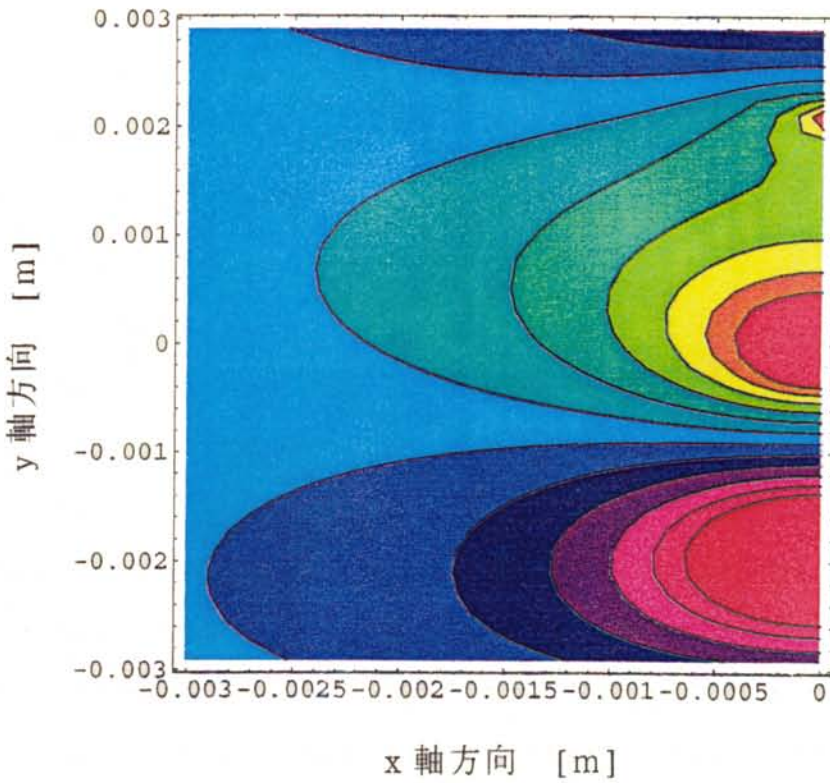


図 3.12 (b) 電位分布 ($\omega t = \pi/4$)

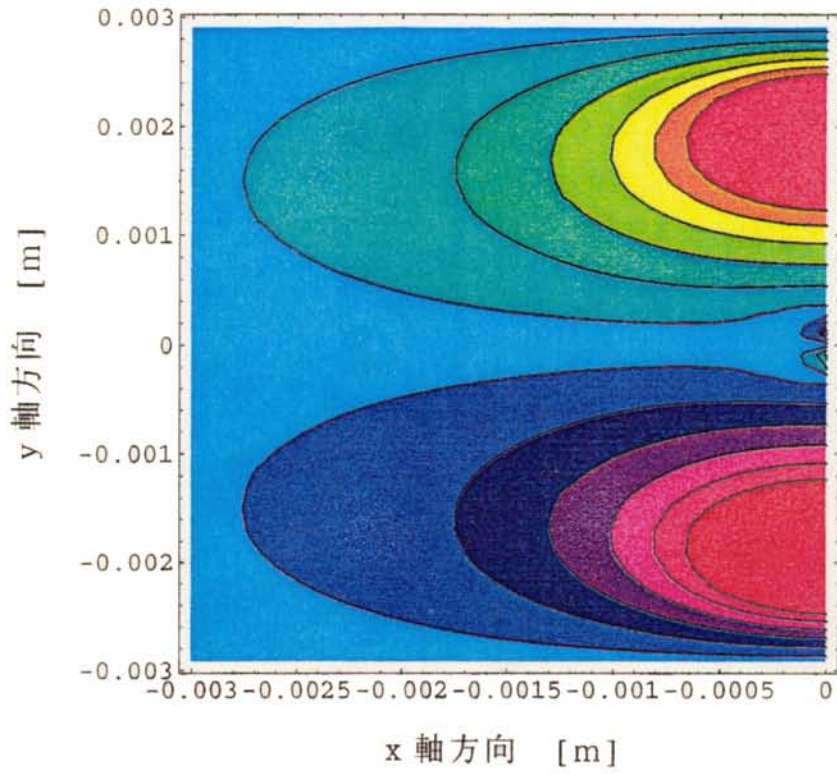


图 3.12 (c) 電位分布 ($\omega t = \pi/2$)

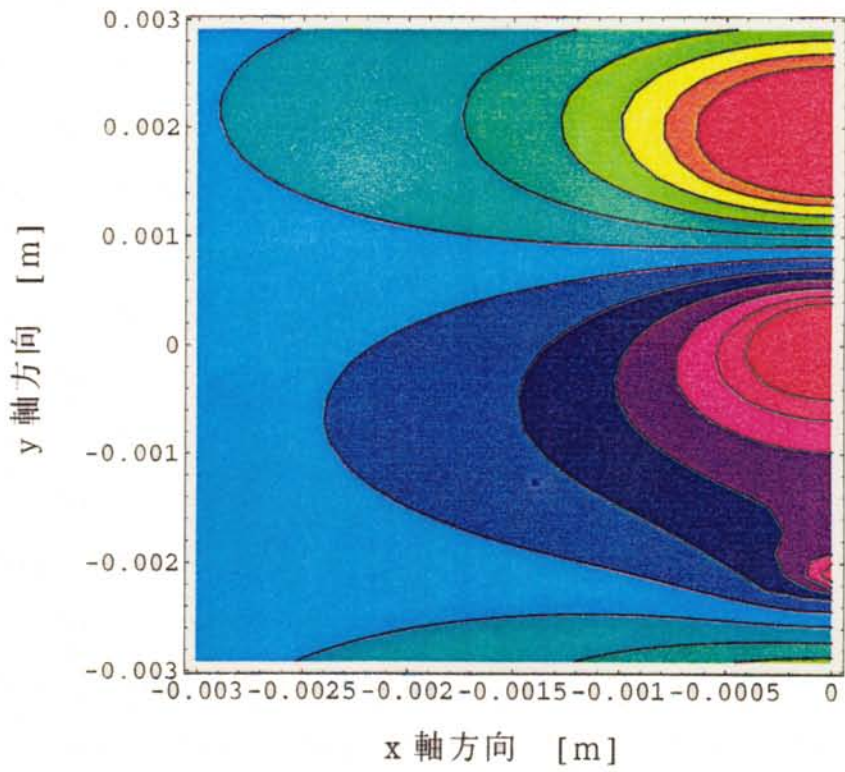


图 3.12 (d) 電位分布 ($\omega t = 3\pi/4$)

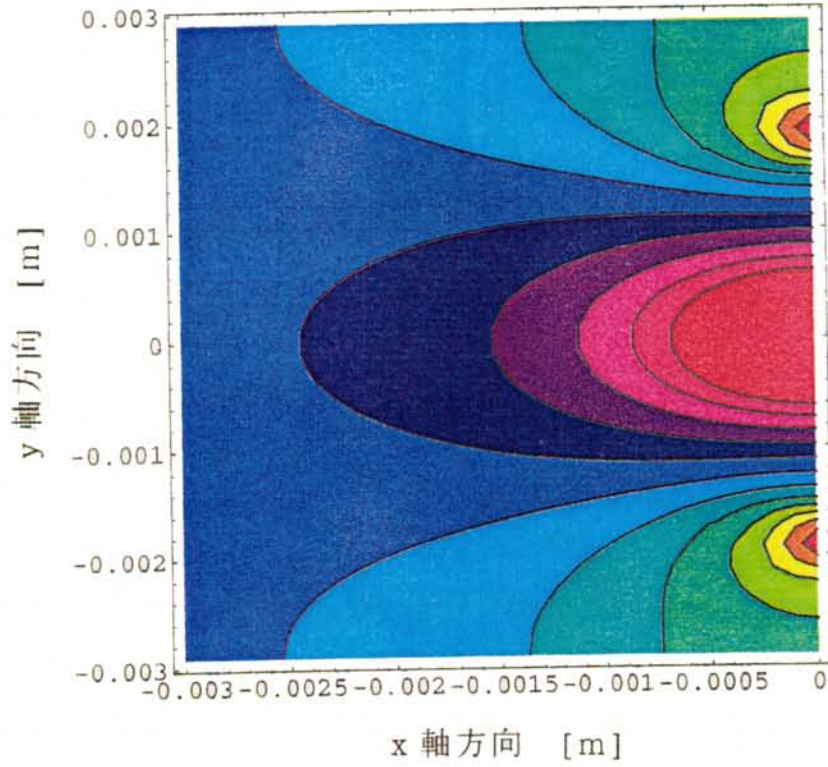


図 3.12 (e) 電位分布 ($\omega t = \pi$)

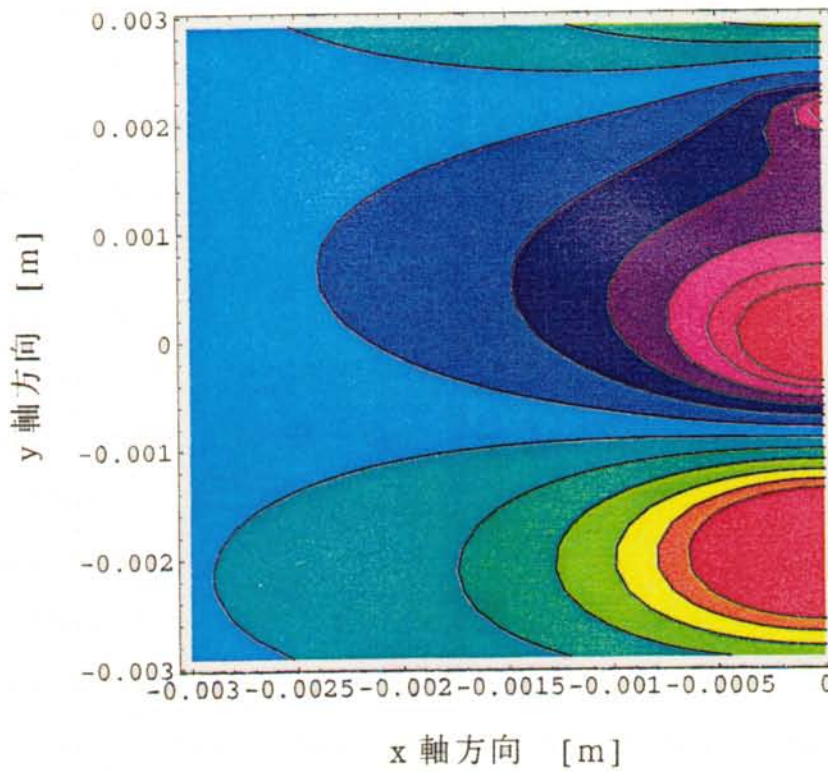


図 3.12 (f) 電位分布 ($\omega t = 5\pi/4$)

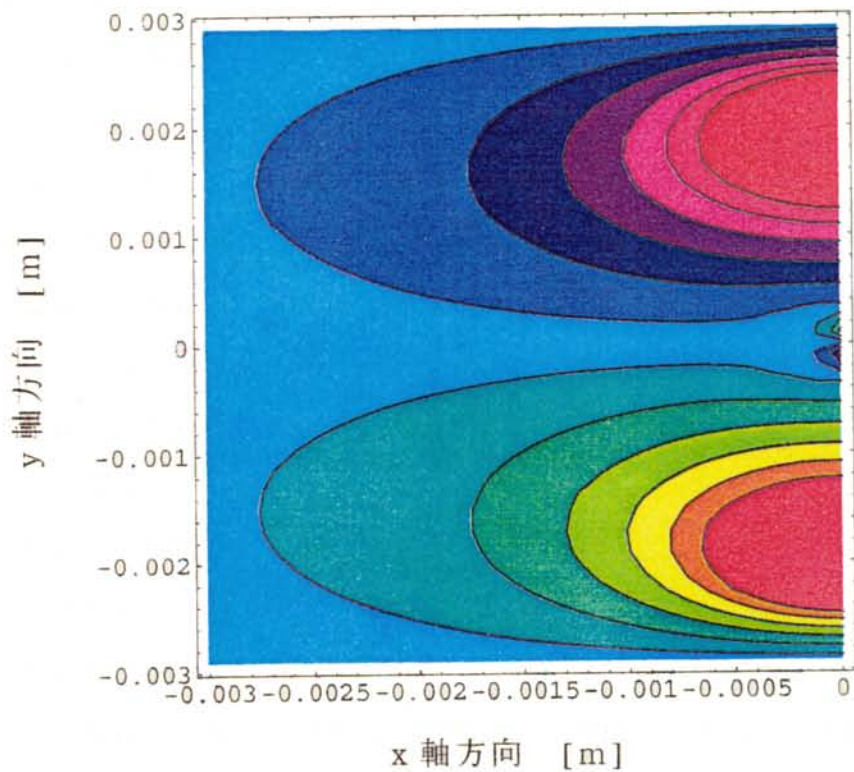


图 3.12 (g) 電位分布 ($\omega t = 3\pi/2$)

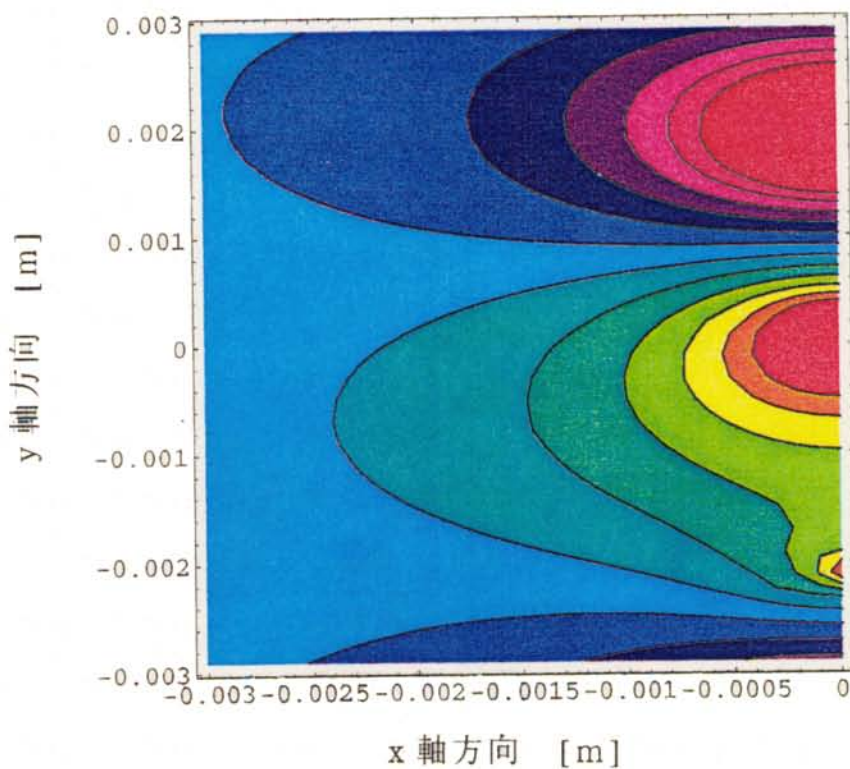


图 3.12 (h) 電位分布 ($\omega t = 7\pi/4$)

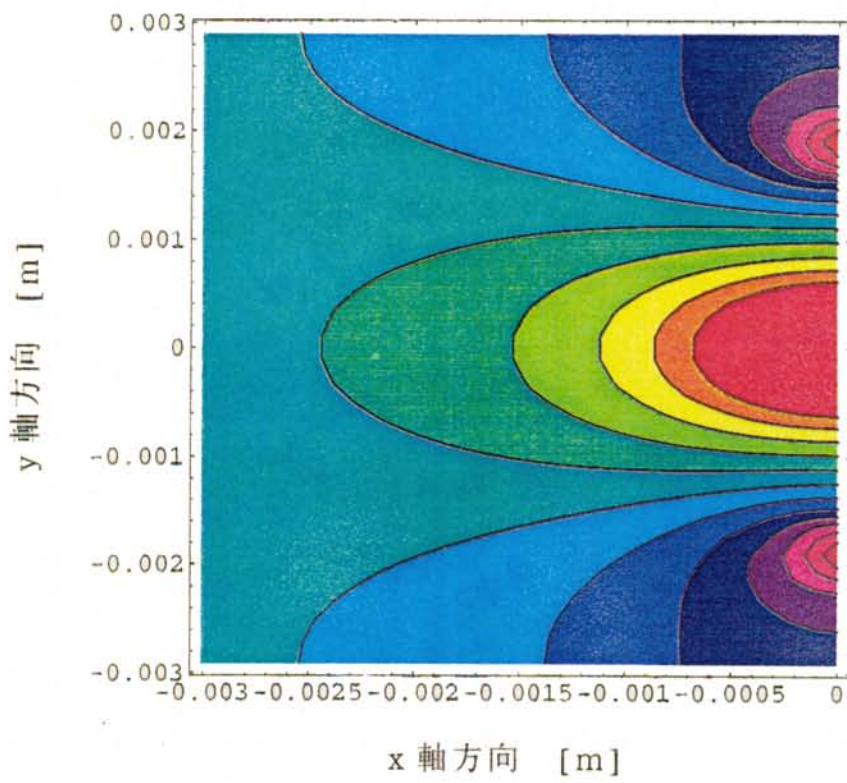


図 3.12 (i) 電位分布 ($\omega t = 2\pi$)

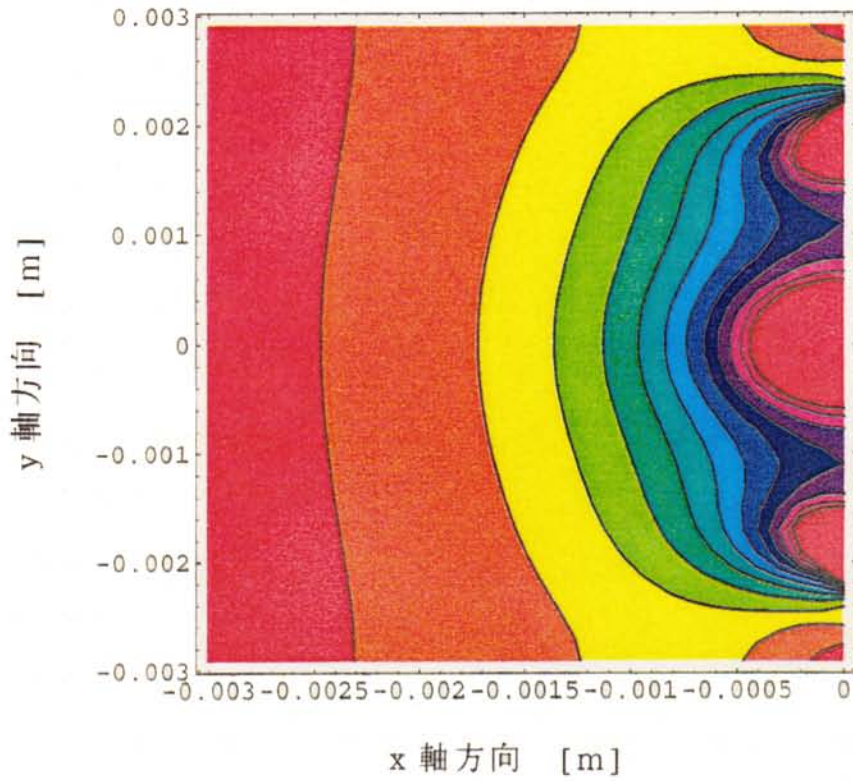


图 3.13 (a) 電界分布 ($\omega t = 0$)

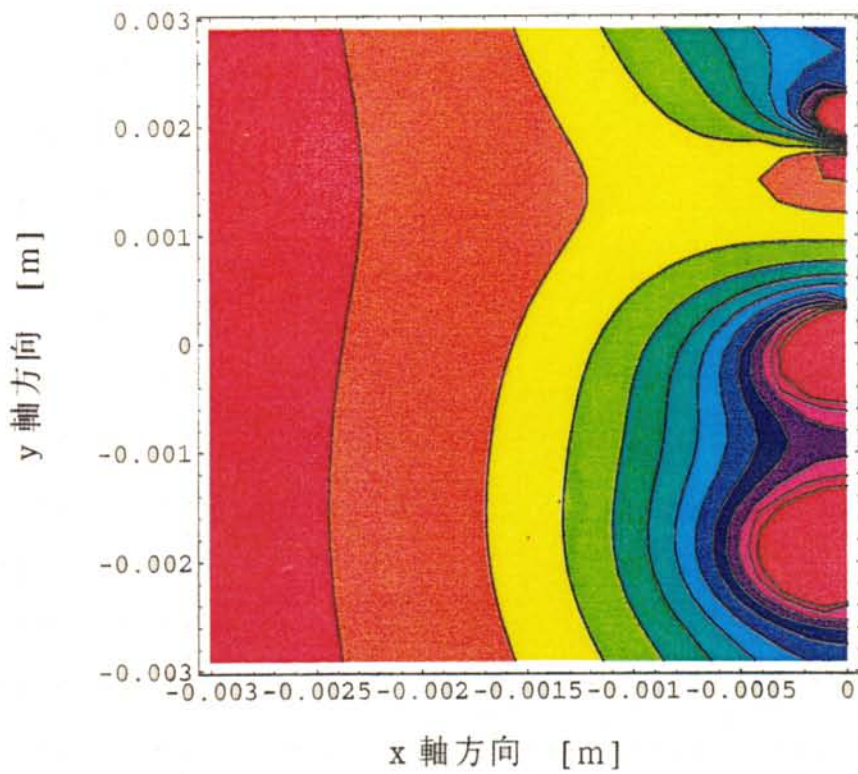


图 3.13 (b) 電界分布 ($\omega t = \pi/4$)

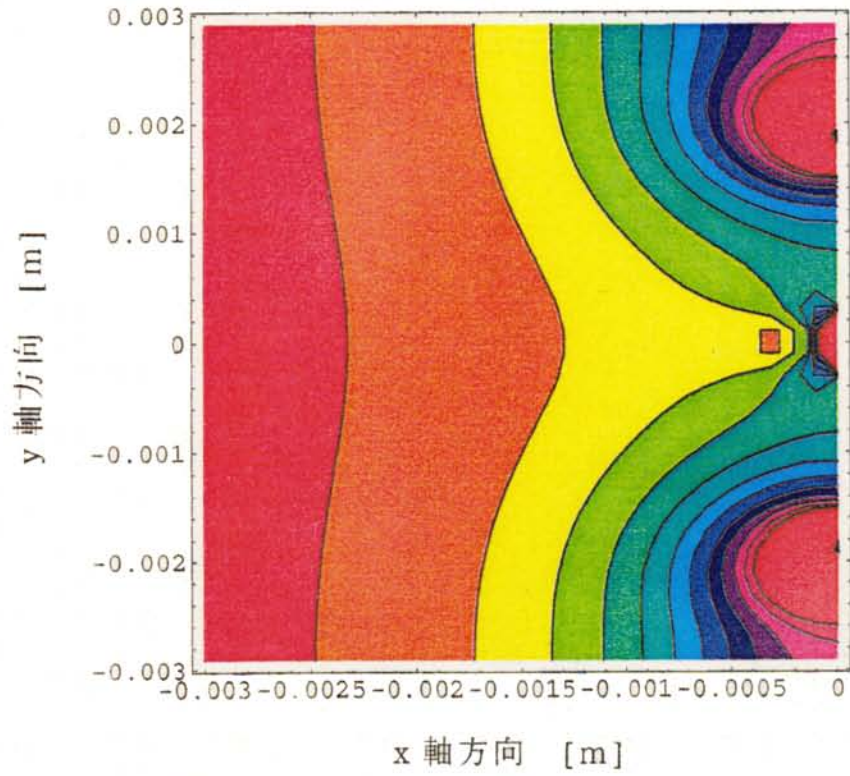


图 3.13 (c) 電界分布 ($\omega t = \pi/2$)

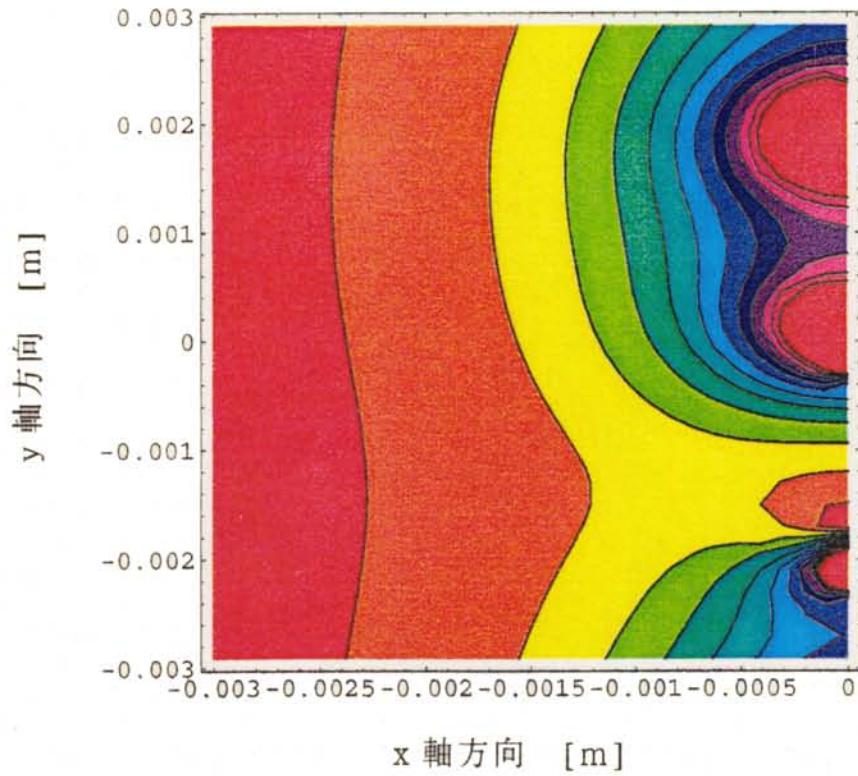


图 3.13 (d) 電界分布 ($\omega t = 3\pi/4$)

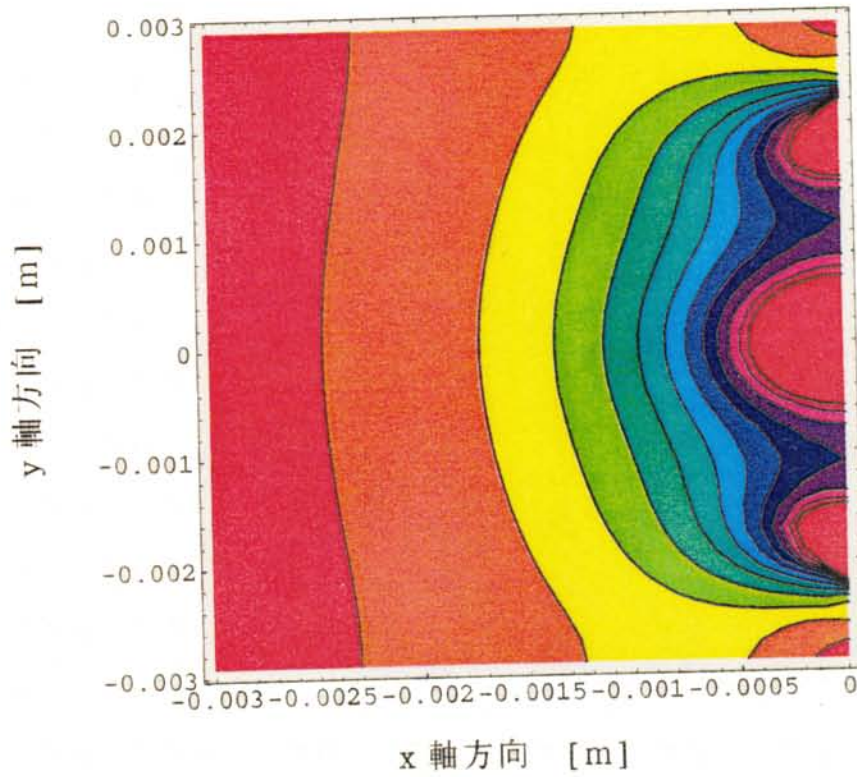


图 3.13 (e) 電界分布 ($\omega t = \pi$)

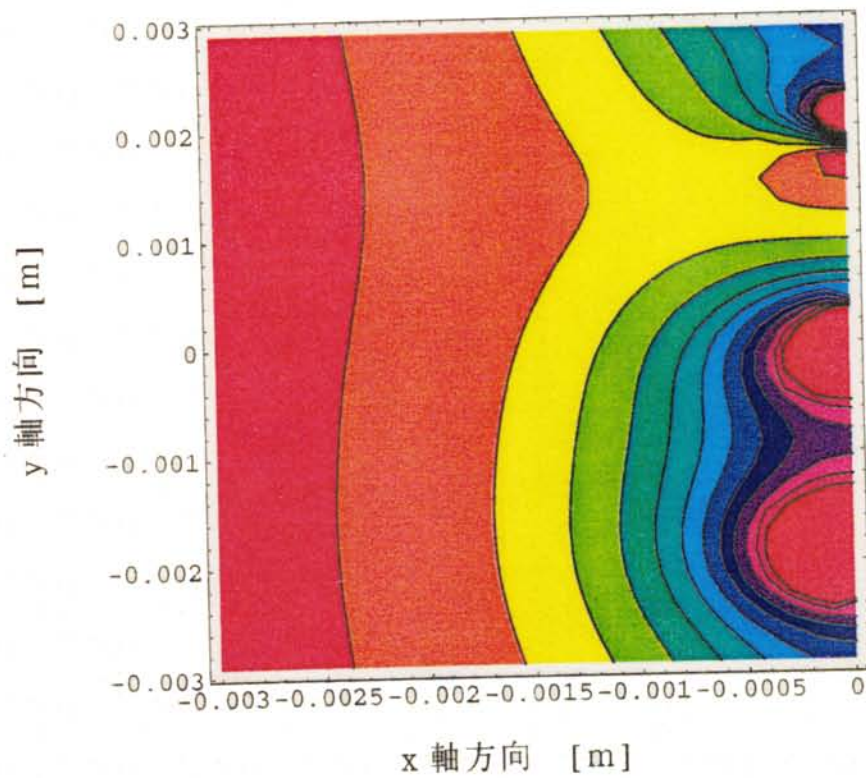


图 3.13 (f) 電界分布 ($\omega t = 5\pi/4$)

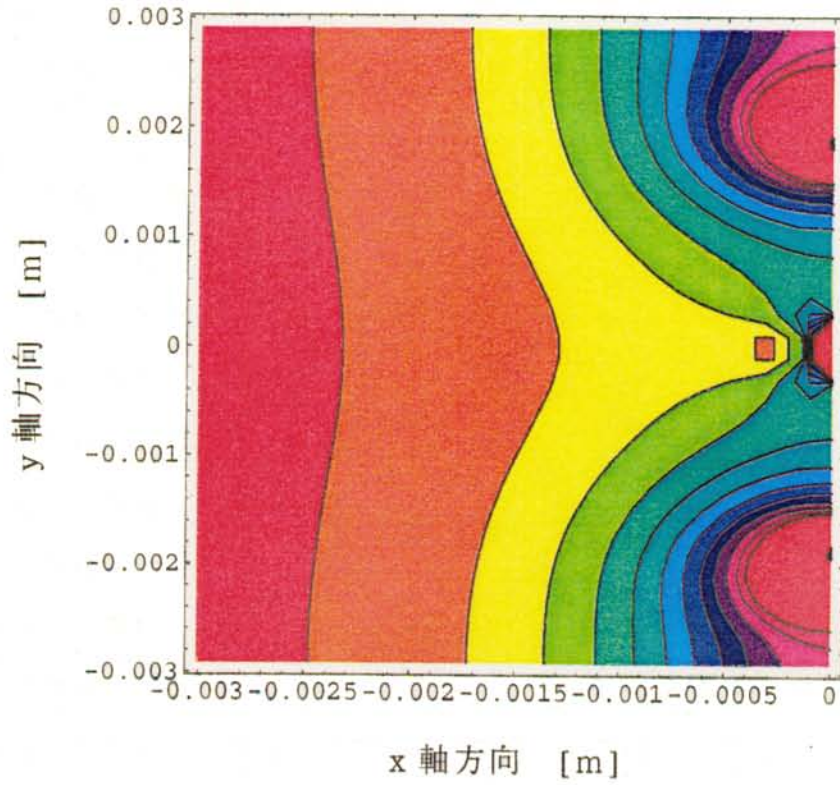


図 3.13 (g) 電界分布 ($\omega t = 3\pi/2$)

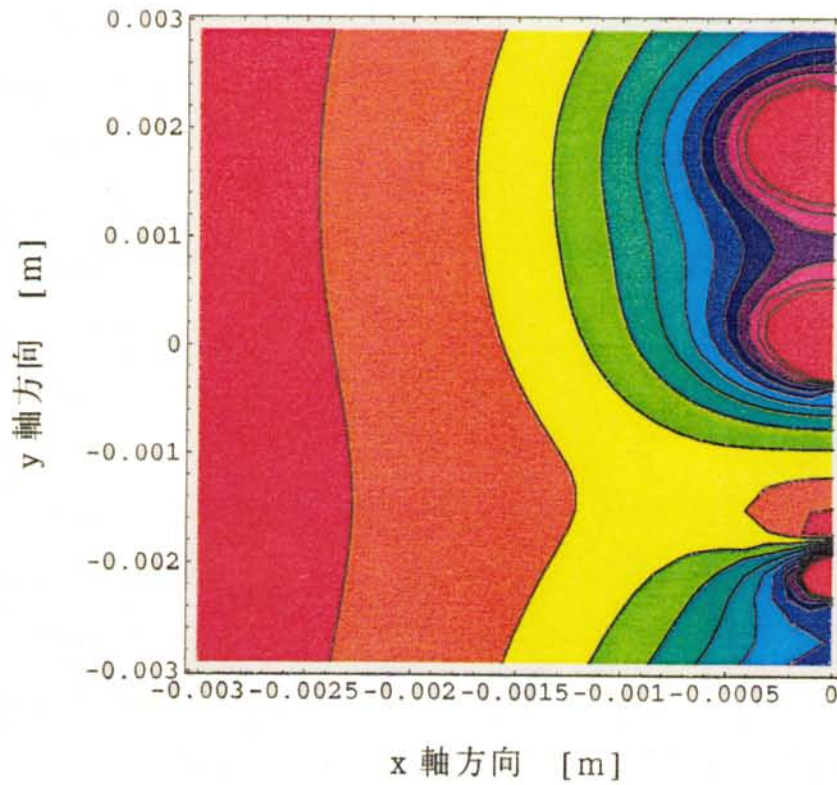


図 3.13 (h) 電界分布 ($\omega t = 7\pi/4$)

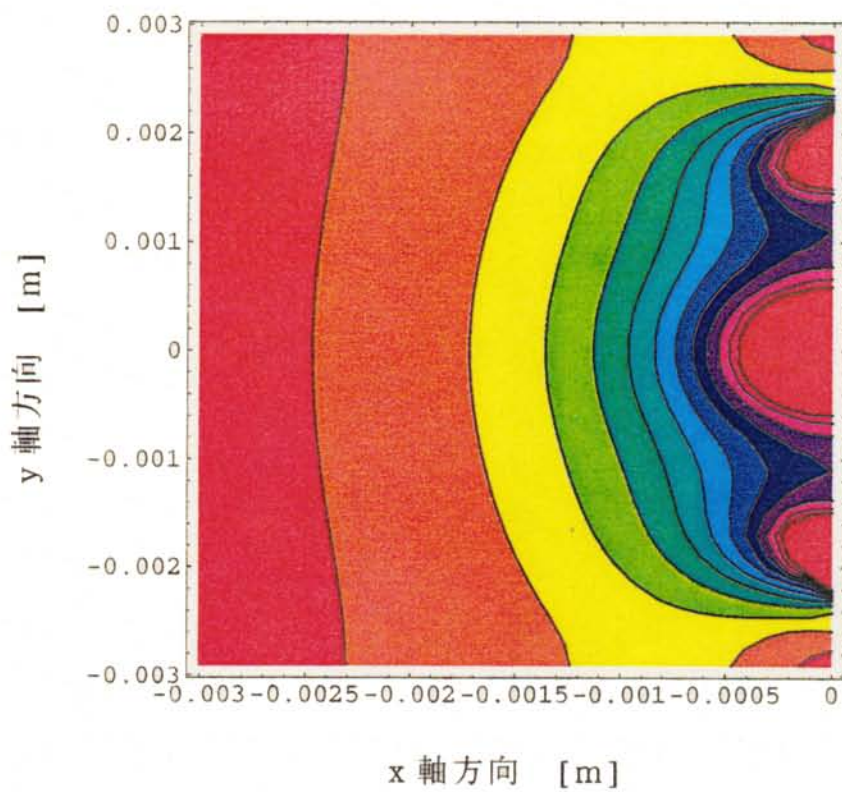


图 3.13 (i) 電界分布 ($\omega t = 2\pi$)

3.5 進行波電界による誘電率の変化の計算

文献 [42] によると、水の誘電率 ϵ は電界の強さにより変化することが紹介されている。それを図 3.14 に示す。この結果より、電界により誘電率が変化し屈折率が変わるために、シュリーレン法で進行波電界のパターンが可視化できる可能性がある。したがって、ここでは、文献 [42] にある次の Booth の理論式 (3.3) 式に、(3.2) 式から計算した進行波電界を代入して進行波電界による誘電率の変化を計算してみた。

ただし、実験で使用した灯油で、(3.3) 式に必要なパラメータが、大部分不明なので、絶縁性液体で有極性液体のエチルエーテルの物性値で計算してみる。

$$\epsilon = n^2 + \frac{N\mu(n^2+2)}{3\epsilon_0 E} \cdot L\left(\frac{(n^2+2)\mu E}{2\kappa T}\right) \quad (3.3)$$

ここで、

エチルエーテルの比誘電率	$\epsilon_m = 4.2$	[-]
屈折率	$n = \sqrt{\epsilon_m}$	[-]
真空の誘電率	$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$	[F/m]
単位体積中の極性分子の数	$N = 5.83 \times 10^{27}$	[1/m ³]
双極子能率	$\mu = 1.22 \times D$	[C·m]
デバイ単位	$D = 3.34 \times 10^{-30}$	[C·m]
進行波電界	E = (3.2) 式より計算した電界の大きさ	
Langevin関数	L(x) = coth(x) - 1/x	
ボルツマン定数	$\kappa = 1.38 \times 10^{-23}$	[J/K]
絶対温度	T = 293°K (= 20°C)	

その結果を図3.15 (a) ~ (i) に示す. この図3.15 (a) ~ (i) では, $\omega t = 0 \sim 2\pi$ まで $\pi/4$ [rad] ごとに, 9つのパターンに分けて計算している. また, この計算には, Mathematica Ver.3.0を使用した.

これらの結果より誘電率の変化分布は, 多少変形しているが進行波電界のパターンと同じように, かまぼこ状のパターンとなっている. また, 図3.4, 図3.6, 図3.7で示した実験画像のパターンにもほぼ一致していることが判った. したがって, このかまぼこ状のパターンが図3.5に示したEHD現象のシュリーレン影像の基本パターンと非常によく一致していることが判った.

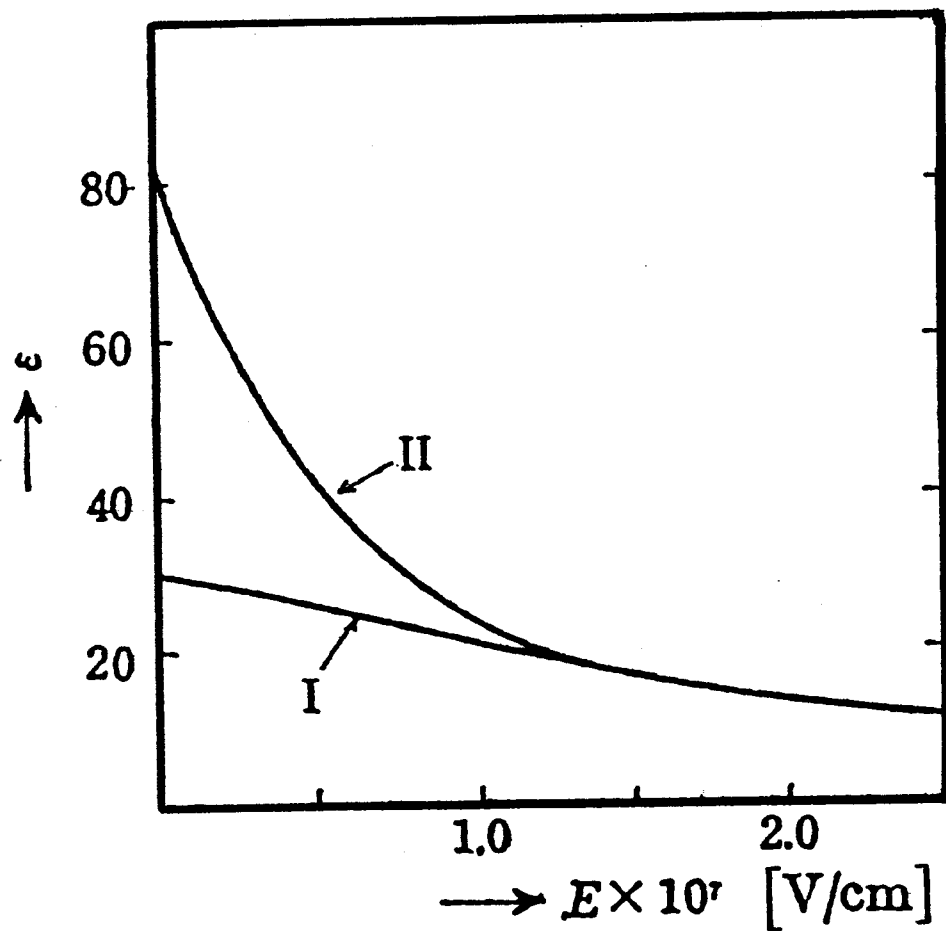


図 3.14 水の誘電率 ϵ の電界強度による変化

(I) Boothの式

(II) 拡張されたKirkwoodの式

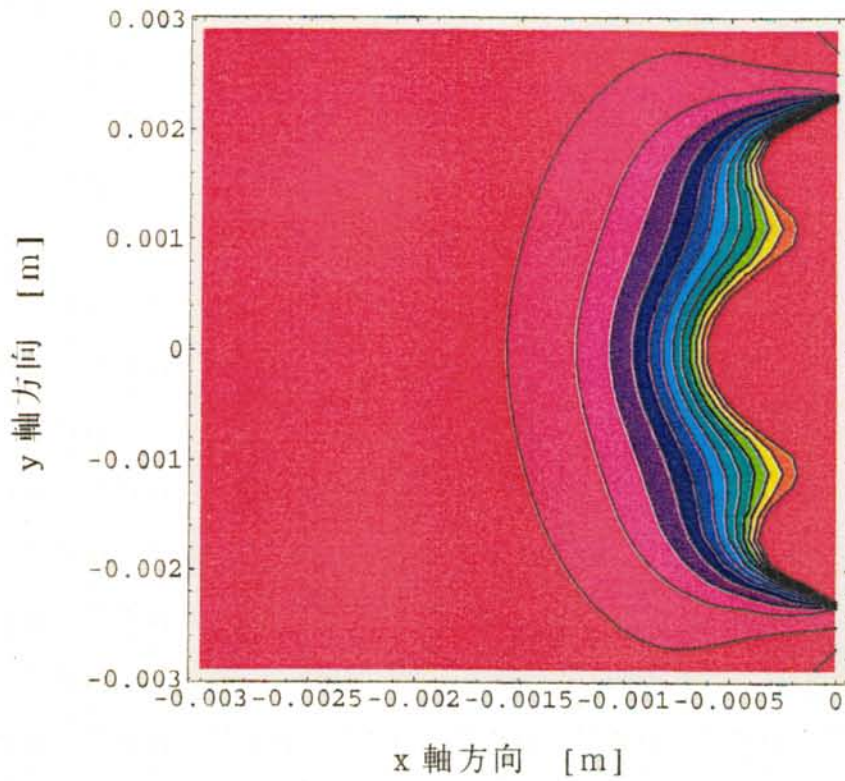


図 3.15 (a) 誘電率の変化分布 ($\omega t = 0$)

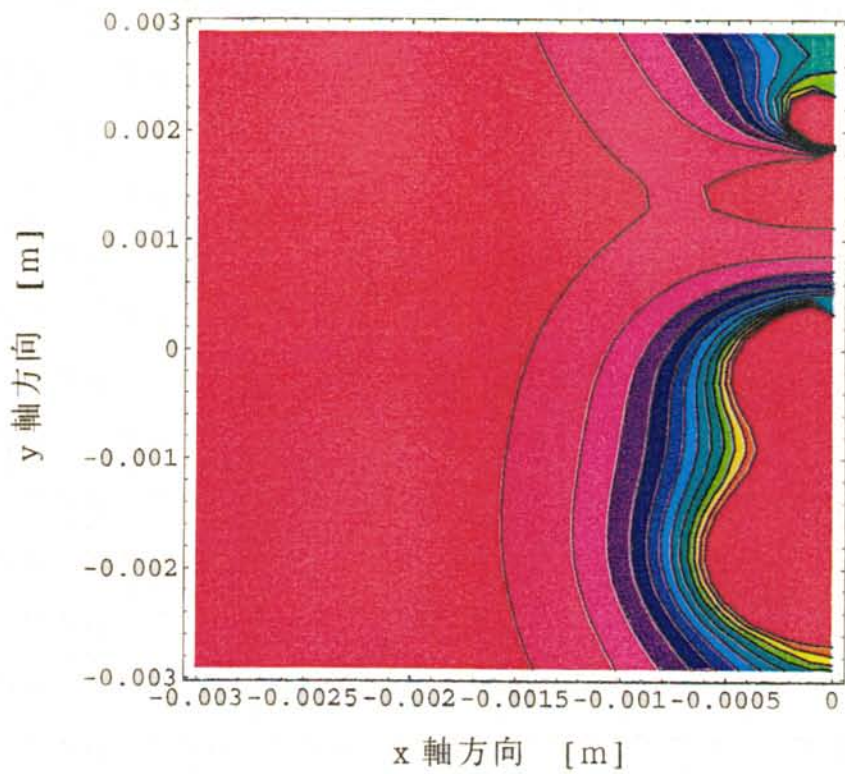


図 3.15 (b) 誘電率の変化分布 ($\omega t = \pi/4$)

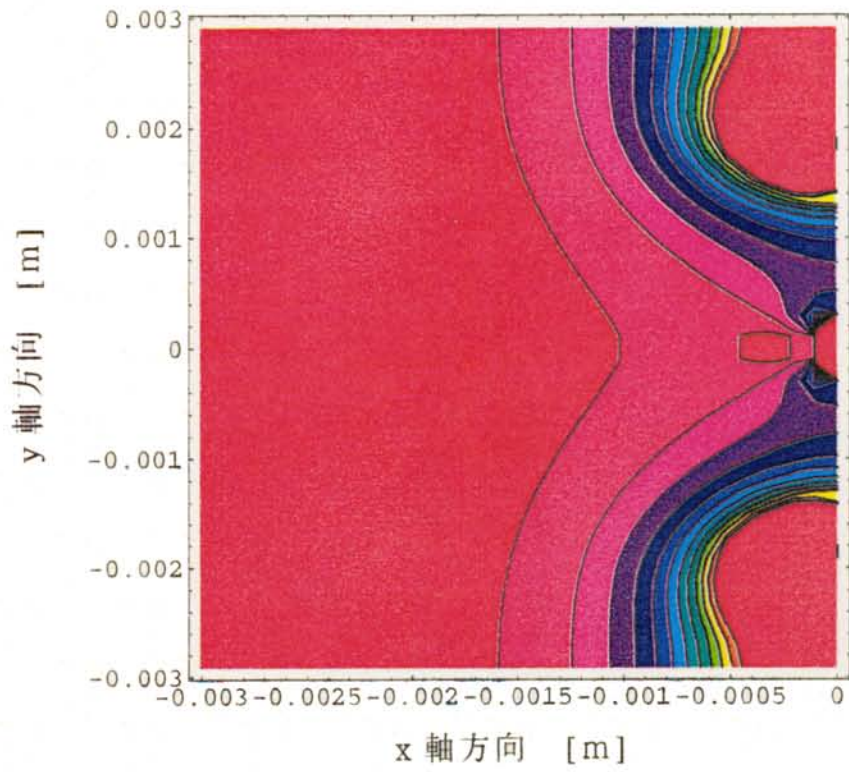


図 3.15 (c) 誘電率の変化分布 ($\omega t = \pi/2$)

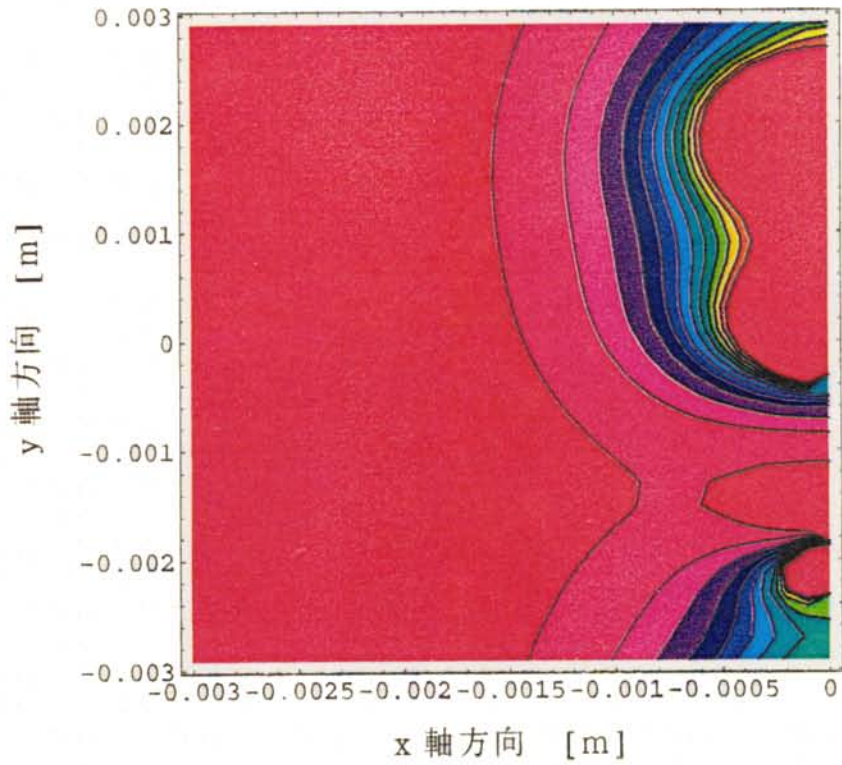


図 3.15 (d) 誘電率の変化分布 ($\omega t = 3\pi/4$)

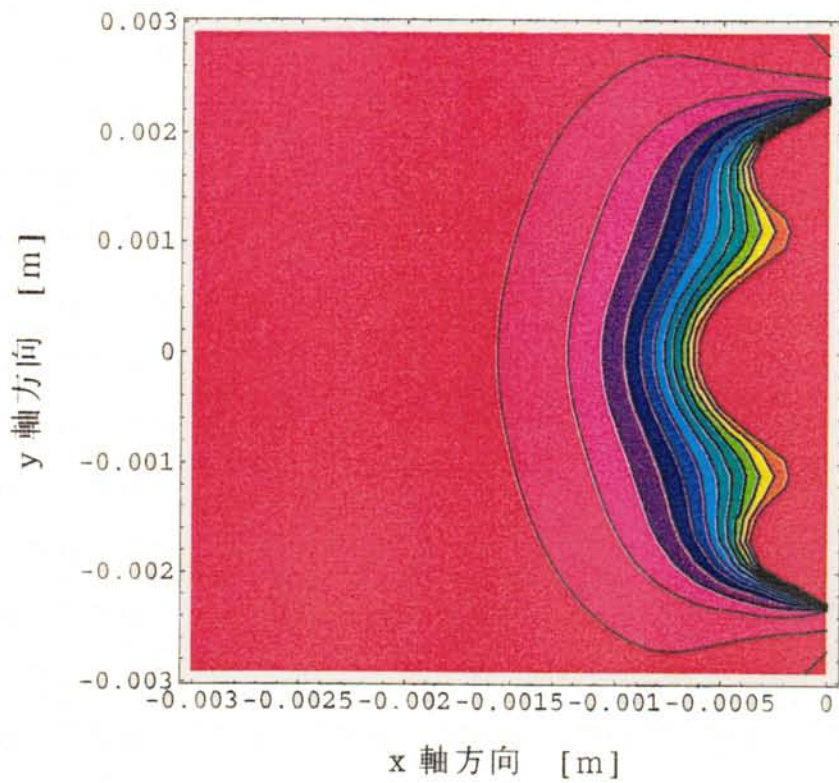


図 3.1 5 (e) 誘電率の変化分布 ($\omega t = \pi$)

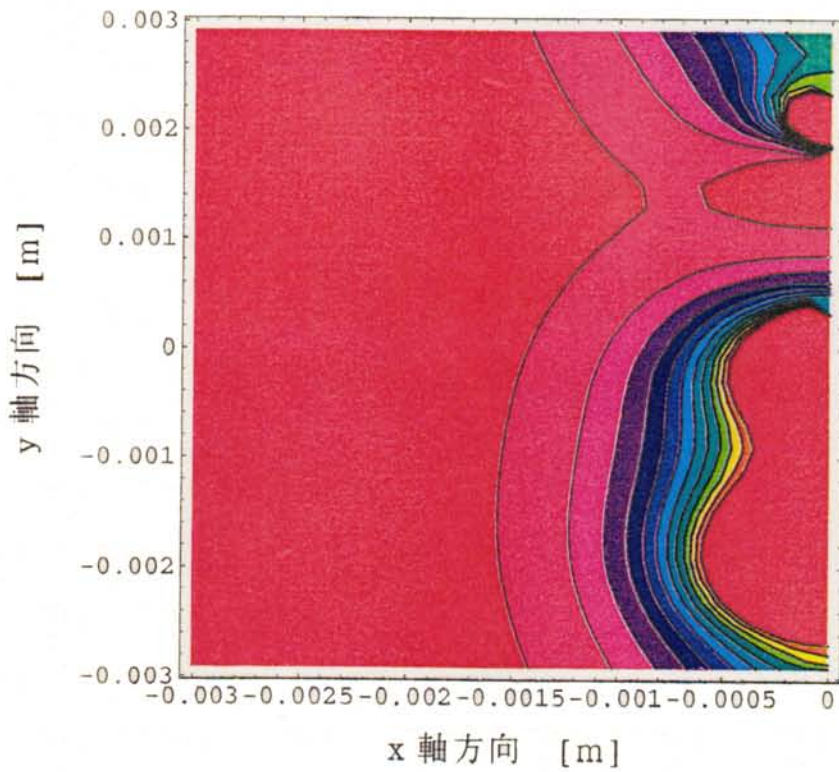


図 3.1 5 (f) 誘電率の変化分布 ($\omega t = 5\pi/4$)

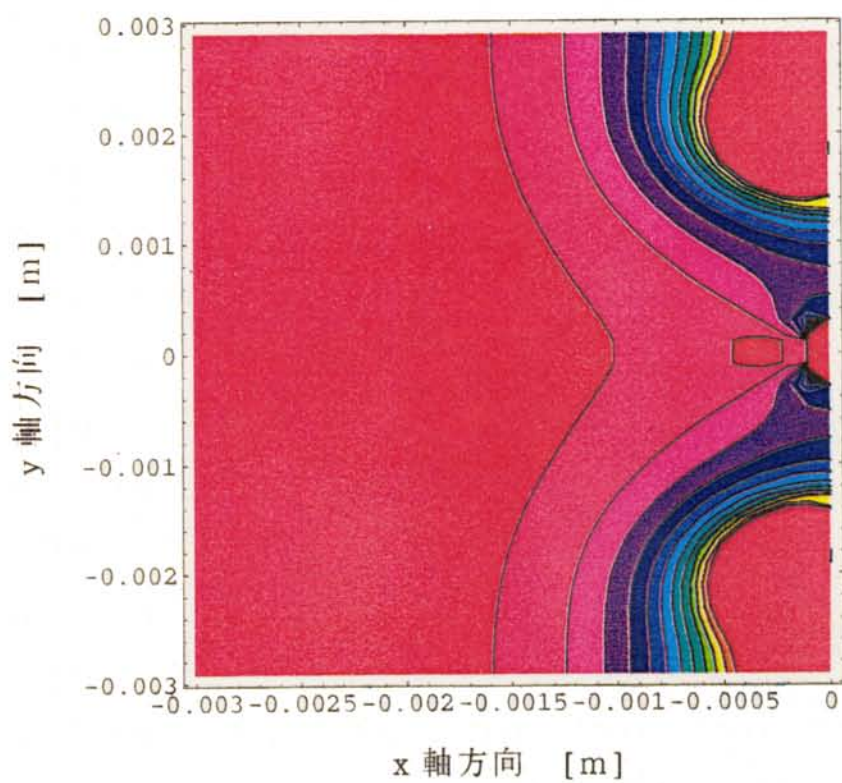


図 3.1 5 (g) 誘電率の変化分布 ($\omega t = 3\pi/2$)

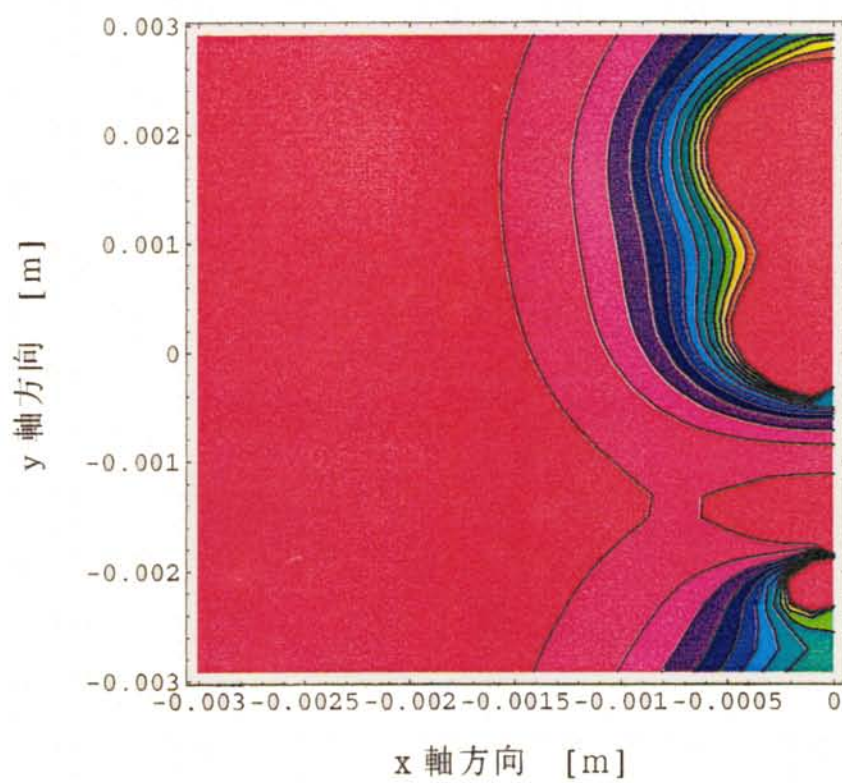


図 3.1 5 (h) 誘電率の変化分布 ($\omega t = 7\pi/4$)

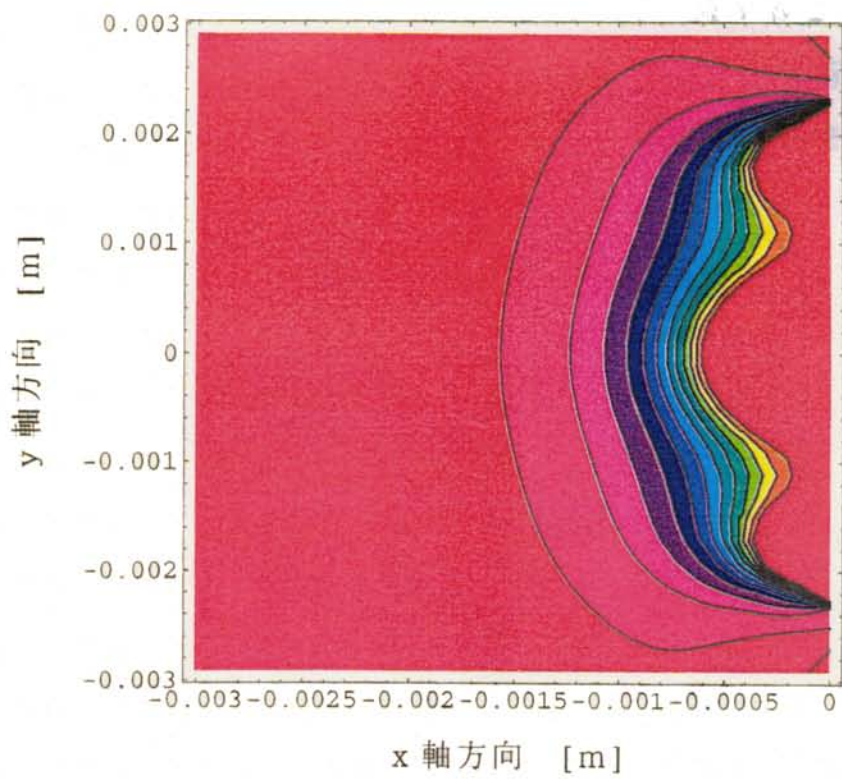


図 3.15 (i) 誘電率の変化分布 ($\omega t = 2\pi$)

3.6 結論

以上、述べてきたことをまとめると、次のようになる。

- (1) シュリーレン法で灯油中のEHD現象を可視化した。その結果、観測されたEHD現象の基本パターンは、3相（U, V, W相）の電極が1組となった、いわゆるかまぼこ状の形をしたものであった。その形状の大きさは、長さLが電極間ピッチpの3倍で5.82mm、幅が約1.5mmのかまぼこ状であった。
- (2) 観測されたEHD現象の基本パターンの移動速度は、進行波電界の伝搬速度 $V_0 = \omega / k$ のラインと非常によく一致することが判った。
- (3) 観測されたEHD現象の基本パターンの移動は、進行波電界の進行方向を変えることで順方向、あるいは逆方向へ、かまぼこ状の基本パターンの形状のまま移動することが判った。なお、移動する方向は、進行波電界の進行方向と同じ方向である。
- (4) 代用電荷法による進行波電界の分布、および進行波電界による液体の誘電率の変化の分布の基本パターンは、実験で観測されたかまぼこ状、すなわち3相（U, V, W相）の電極が1組となった基本パターンと、よく一致することが判った。